AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Drittes Heft | Dritter Jahrgang | Mai 1938

# *MAX WIEN*

## *zum Gedächtnis*

Am 24. Februar dieses Jahres starb MAX WIEN. Die Akustische Zeitschrift hat ganz besonders Veranlassung, in Verehrung und Dankbarkeit seiner zu gedenken. Er war einer der wenigen führenden Physiker seiner Generation, die nicht vergessen hatten, daß es im Rahmen der Gesamtphysik auch eine Akustik gibt. In zweifacher Weise hat er sich bleibende Verdienste um die Akustik erworben. Er hat sie durch eigene Arbeiten gefördert, und er hat sein wissenschaftliches Ansehen dafür eingesetzt, daß ihr in Forschung und Unterricht die Bedeutung beigemessen werden möge, die ihr gebührt. So wurde, um ein Beispiel zu nennen, auf seine Veranlassung erstmalig eine Deutsche Physikertagung, 1926 in Danzig, mit allgemeinen Vorträgen aus dem Gebiete der Akustik eröffnet. Selbst heute soll es ja noch Physiker geben, die die Akustik, etwa gegenüber der Atomphysik, für nicht ganz vollwertig ansehen. MAX WIEN haben wir es zu verdanken, daß die stolze Tradition der Deutschen Akustik, die über CHLADNI zu F. MELDE, R. KÖNIG, HELMHOLTZ und KUNDT führte, nie ganz abriß.

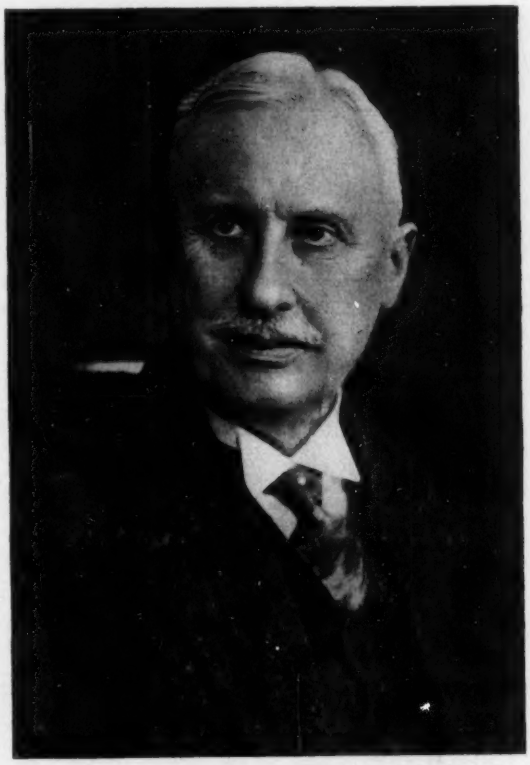


Foto: A. Bischoff, Jena

M. Wien

In einem kurzen Gedenkwort können die Arbeiten WIENS nur mit ein paar Stichworten gekennzeichnet werden. Dabei haben wir uns im Rahmen dieser Zeitschrift auf die akustischen Arbeiten zu beschränken. Das Bild seiner wissenschaftlichen Leistungen wäre aber gar zu unvollständig, wenn nicht sein glänzendster Erfolg, die Löschfunkenstrecke, sowie die Elektrolytuntersuchungen der letzten Jahre wenigstens erwähnt würden.

Gleich die erste wissenschaftliche Untersuchung WIENS, seine Dissertation, beschäftigt sich mit einer akustischen Frage, mit der Messung der Tonstärke. Die Arbeit über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe gehört zu dem klassischen Besitzstand der physiologischen Akustik. Den allgemeinen Verlauf der Schwellenkurve hat er richtig festgelegt; eine Leistung, die um so höher zu bewerten ist, als die zur Verfügung stehenden Hilfsmittel noch recht

primitive waren. Auch auf die Tatsache charakteristischer Veränderungen der Hörschwellenkurve bei Ohrerkrankungen hat er bereits hingewiesen. Seine Messungen über die akustischen und elektrischen Konstanten des Telephons führen mitten hinein in die Fragestellungen der modernen Elektroakustik. Er hat die Schwingungslehre nie einseitig, nach der elastischen oder nach der elektrischen Seite hin betrieben, sondern hat sie im ganzen durch grundlegende Untersuchungen gefördert, wobei er als echter Schüler nicht nur von HELMHOLTZ und KUNDT, sondern auch von RÖNTGEN nicht eher ruhte, bis die Probleme auch meßtechnisch gemeistert waren. Die Hilfsmittel hierfür mußte er sich vielfach erst selbst schaffen. Es sei an das optische Telephon erinnert, an das Vibrationsgalvanometer, den Saitenunterbrecher und die Wechselstromsirene. Wenn uns heute vollkommenere Hilfsmittel zur Verfügung stehen, so kann das unsere Bewunderung für die Leistungen WIENS nur steigern. Auch die Beziehungen der Akustik zur Hochfrequenztechnik haben ihn lebhaft beschäftigt. Hierfür zeugen die Arbeiten über die Nebentonspektra beim Schwebungsempfang und über die Beziehungen zwischen den Koppelschwingungen an einer Zungenpfeife und am Röhrensender (gemeinsam mit H. VOGEL). Die Theorie der Koppelschwingungen hat er durch eine grundlegende Arbeit gefördert. Wiederholt hat WIEN seine Freude darüber ausgesprochen, daß seine akustischen Arbeiten nicht in Vergessenheit gerieten, sondern vielfach zum Ausgangspunkt neuer Untersuchungen gemacht wurden, und es war ihm eine große Genugtuung, daß eine neue Blütezeit für die Akustik in Wissenschaft und Technik gekommen ist.

In uneingeschränkter Verehrung gedenken wir auch des Menschen MAX WIEN. Überlegene Ruhe und vorbildliche Objektivität zeichneten ihn aus. Die Vornehmheit und Würde seines Wesens waren gepaart mit feinem Humor und mit tiefer Güte. Eine in sich geschlossene, makellose Persönlichkeit, ein edler Mann und ein Führer im Reiche der Wissenschaft ist von uns gegangen.

ERICH WAETZMANN, Breslau.

# Schallabsorption in Gasen bei Frequenzen zwischen 20 und 100 kHz*)

Von Niels Schmidtmüller

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin

*(Mit 13 Textabbildungen)*

## I. Einleitung

Die Entdeckung, daß die Schallabsorption in Gasen nicht der klassischen Theorie KIRCHHOFFS folgt, sondern durch die verzögerte Einstellung der Schwingungsenergie der Moleküle um Größenordnungen anwächst, zog zahlreiche theoretische und experimentelle Untersuchungen nach sich. Die Wichtigkeit solcher Messungen für die akustische Nachrichtenübermittlung, für Echolotungen und Schallpeilungen stand dabei außer Zweifel, gab aber nicht den eigentlichen Anreiz zur Durchführung. Viel verlockender erschien nämlich die Tatsache, daß man auf diesem Wege neue Erkenntnisse über die Molekülschwingungen und die Vorgänge bei molekularen Zusammenstößen gewinnen konnte. Der augenblickliche Stand der Forschung ist in einigen zusammenfassenden Berichten[1]) dargestellt, die auch ausführliche Literaturhinweise bringen. Daher werden im folgenden nur wenige Arbeiten erwähnt, wenn es der Zusammenhang erfordert.

Das Gebiet der Schallwellen umfaßt einen so weiten Frequenzbereich, daß es unmöglich ist, die Schallabsorption bei allen Frequenzen nach dem gleichen Verfahren zu bestimmen. Außerdem hängen die Ergebnisse von verschiedenen Parametern, wie Fremdgasbeimengungen und Feuchtigkeit, wesentlich ab. Beides hat zur Folge, daß das Meßmaterial trotz der zahlreichen Veröffentlichungen immer noch sehr unvollständig ist. Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war, die Lücke der Meßwerte zwischen 20 und 100 kHz zu schließen. Erfreulicherweise gelang es, mit dem benützten Meßverfahren wenigstens im Bereich hoher Schallabsorptionen eine sehr große Meßgenauigkeit zu erzielen.

Bis heute sind 5 Verfahren zur Messung der Schallabsorption in Gasen bekannt geworden:

1. Von KNESER und KNUDSEN[2]) wird die Nachhallzeit einer gasgefüllten Kammer zur Messung der Absorptionskonstanten benützt.

2. Die Schallabsorption läßt sich aus der Energiedichte berechnen, die sich in einem beschallten Raum im Gleichgewicht einstellt[3]). Der Hauptanwendungsbereich dieser beiden Verfahren liegt im Hörschallgebiet und dem unmittelbar benachbarten Ultraschallgebiet.

3. Aus der Schärfe der Resonanzen im KUNDTschen Rohr bestimmt OBERST[4]) die durch den Einfluß der Rohrwände vergrößerte Schallabsorption bei Hörfrequenzen.

4. Bei den Interferometerverfahren wird gegenüber einem schwingenden Schallquarz ein verschiebbarer Reflektor angebracht und

*) Von der Technischen Hochschule Berlin als Dissertation genehmigt.

[1]) E. GROSSMANN, Hdb. Exp. Physik XVII/I (1934), S. 497. — E. HIEDEMANN, Erg. exakt. Naturwiss. 14 (1935), S. 237. — H. O. KNESER, Z. techn. Physik 16 (1935), S. 213. — L. BERGMANN, Ultraschall (VDI-Verlag, 1937), S. 127.

[2]) H. O. KNESER, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 122 und frühere Arbeiten. — V. O. KNUDSEN. J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 112 und 6 (1935), S. 199. — H. O. KNESER und V. O. KNUDSEN, Ann. Physik 21 (1933), S. 682.

[3]) V. O. KNUDSEN und L. OBERT, J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), S. 249.

[4]) H. OBERST, Akust. Z. 2 (1937), S. 76.

entweder die periodisch sich ändernde Rückwirkung auf den Schallsender gemessen[5]) oder das Schallfeld mit einer Sonde abgetastet[6]). Aus den Ergebnissen beider Messungen läßt sich die Absorption im Gas ableiten. Die Interferometerverfahren sind nur bei kleinen Wellenlängen, also im hohen Ultraschallgebiet brauchbar.

5. Das naheliegende Verfahren der Messung der Intensitätsabnahme in einer fortschreitenden Schallwelle wurde bisher nur von GROSSMANN[7]) angewendet. Da es für den hier zu untersuchenden Frequenzbereich besonders geeignet erschien, wurde das Prinzip übernommen, die Apparatur aber auf ganz anderer Grundlage neu entwickelt.

## II. Meßanordnung

### *1. Meßraum*

Das Meßverfahren erfordert die freie ungestörte Ausbreitung einer Schallwelle. Es war also ein schallgedämpfter Raum zu schaffen, der bequem und sicher mit sauberen Gasen gefüllt werden konnte. Da in den Meßbereich noch verhältnismäßig tiefe Frequenzen einbezogen waren, mußten die Raumabmessungen groß sein. Eine Gasfüllung nach dem Durchströmverfahren kam dann wegen des riesigen Gasverbrauchs nicht mehr in Frage. Es blieb nur die Möglichkeit, den gedämpften Raum in einem druckfesten Kessel unterzubringen und die Gasfüllung durch Evakuieren und Neufüllen zu bewerkstelligen. Aus der Evakuierbarkeit ergaben sich einige Besonderheiten beim Einbau von Schallsender und Empfänger, die im folgenden genannt sind.

Der zylindrische Kessel hatte eine lichte Weite von 60 cm und eine Gesamtlänge von 200 cm. Durch eine den Querschnitt füllende Schallwand war ein Raum von 150 cm Länge abgeteilt und durch einen Filzbelag von 1,5 cm Stärke gedämpft. Das Schallschluckvermögen dieser Filzschicht war oberhalb 30 kHz mit Ausnahme streifender Einfallswinkel hundertprozentig. Abb. 1 zeigt die Außenansicht des Kessels mit der Ölluftpumpe und dem übrigen Zubehör für die Umfüllung der Gase.

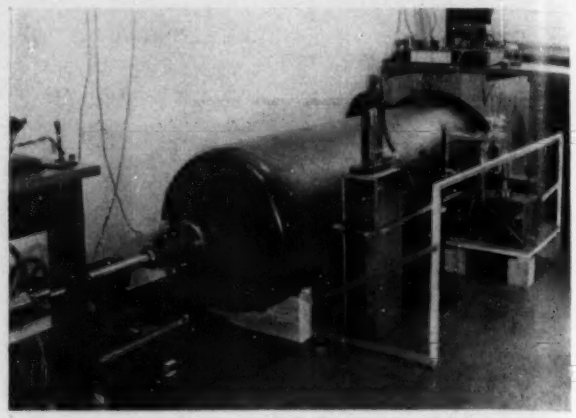


Abb. 1. Meßkessel mit Pumpe

### *2. Schallsender*

Als Schallsender diente ein Magnetostriktionsstab aus Rundnickel von 1,5 cm Durchmesser, der nach dem Schema der Abb. 2 in Selbsterregung arbeitete. Er war mit der bereits erwähnten Schallwand zu einem festen Aggregat vereinigt (Abb. 3), das in den Kessel geschoben wurde.

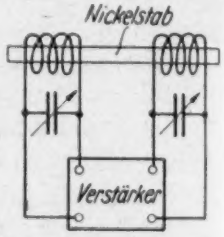



Abb. 2. Schaltschema des Magnetostriktionssenders

Mit ein und demselben Magnetostriktionsstab sollte durch Erzeugung von Obertönen der ganze Meßbereich von etwa 20 bis 100 kHz in nicht zu großen Stufen überbrückt werden. Die Grundfrequenz des Stabs wurde deshalb sehr tief auf 5 kHz gelegt. Vom 4. bis maximal zum 24. Oberton wurden alle Stabeigenschwingungen als Meßfrequenzen benützt. Ein Einspannen des Stabs in Schwingungsknoten war wegen ihrer wechselnden Lage und der Unzugänglichkeit des Schallsenders während der Messungen unmöglich. Daher wurde der Stab an zwei willkürlich gewählten Stellen in Fadenspinnen aufgehängt. Diese Halterung erwies sich als fest genug, um eine stationäre Verschiebung des Stabs zu verhindern, dämpfte

[5]) R. W. CURTIS, Physic. Rev. 46 (1934), S. 811.
[6]) E. G. RICHARDSON, Proc. Roy. Soc., London A 146 (1934), S. 56.
[7]) E. GROSSMANN, Ann. Physik 13 (1932), S. 681.

aber die Schwingungen selbst dann nicht wesentlich, wenn die Einspannstellen zufällig mit einem Bewegungsbauch zusammenfielen. Auch die Verschiebung der Anregungs- und Rückkopplungsspule nach den jeweiligen Bewegungsknoten (Verdichtungsbäuchen) wurde umgangen, indem 5 Spulen über jedem Stabende an geeigneten Stellen fest angebracht und mit getrennten Zuleitungen nach der Außenseite des Kessels versehen wurden (Abb. 1 Hintergrund).

Die Grundfrequenz des Nickelstabs, die nur wenig von 5 kHz verschieden war, wurde durch Abzählen der Schwebungen gegen einen Bezugston von 5000 Hz gemessen. Der Bezugston selbst war auf dem Wege zweistufiger Frequenzvervielfachung aus der Lichtnetzfrequenz von 50 Hz gewonnen worden. Die Stabobertöne liegen nicht harmonisch, weil der Stabquerschnitt nicht mehr klein zur Länge der elastischen Wellen ist. Um ihre Frequenzen zu bestimmen, wurde ein sehr gut frequenzkonstanter Überlagerungssummer genau auf die Stabgrundfrequenz eingestellt und der Differenzton zwischen den unharmonischen Stabfrequenzen und den entsprechenden harmonischen Vielfachen des Summertons durch eine Meßbrücke oder die Ansprache eines geeichten Resonanzverstärkers gemessen. Es gelang auf diese Weise mühelos, die Frequenzwerte auf $0{,}5\,{}^0/_{00}$ genau festzulegen.

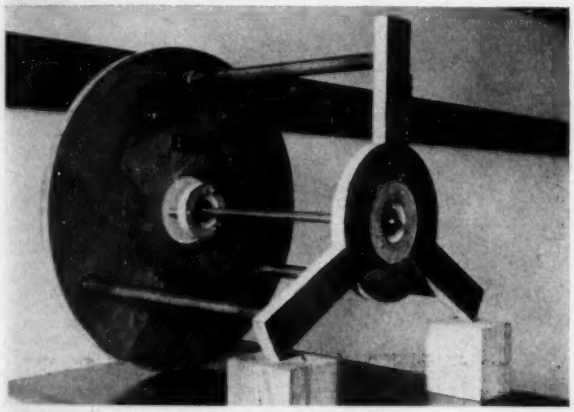


Abb. 3. Schallsender

*3. Schallempfänger*

Als Schallempfänger wurde ein piezoelektrisches Kristallmikrophon verwendet, das aus zwei zu einer „Schallzelle" zusammengefaßten Bikristallplättchen von je 5 mm Kantenlänge und etwa $1/_4$ mm Dicke besteht. Die tiefste Eigenfrequenz des Mikrophons liegt nach Angaben der Herstellerfirma (Brush, Cleveland) bei 42 kHz. Der Empfindlichkeitsabfall oberhalb der Resonanzstelle wurde durch Anheben der Verstärkung ausgeglichen. Hinter dem Mikrophonverstärker folgte eine Gleichrichterröhre und dann das Meßinstrument. Der Hauptverstärker enthielt eine Resonanzstufe, um den Störpegel bei höchsten Verstärkungen zu verkleinern. Die Verstärkung betrug maximal einige Millionen und konnte durch zwei logarithmische Stufenpotentiometer im Verhältnis 10000 : 1 heruntergeregelt werden.

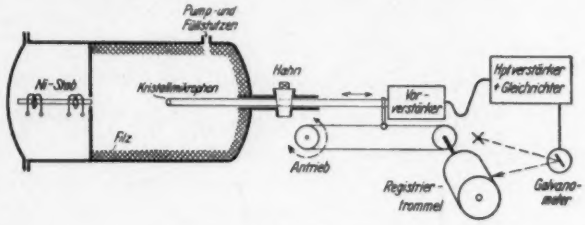



Abb. 4. Meßanordnung

Das Mikrophon war an einer Stange befestigt, mit der es gemäß der schematischen Abb. 4 in der Längsachse des Kessels verschoben werden konnte. Die Durchführung durch den Kessel war diffusionsdicht (es wurde nur bei Atmosphärendruck gemessen). Die Haltestange des Mikrophons bildete gleichzeitig die abgeschirmte Zuleitung zum Vorverstärker. Mit der Bewegung des Mikrophons war die Drehung einer Registriertrommel gekuppelt, auf der selbsttätig der Schalldruck in Abhängigkeit vom Abstand des Mikrophons von der Schallquelle aufgezeichnet wurde. Da das Mikrophon voraussichtlich im Vakuum zerstört worden wäre, wurde es beim Umfüllen der Gase in eine Vorkammer zurückgezogen und der Kessel durch einen Hahn vakuumdicht abgeschlossen.

## III. Arbeitsbedingungen

### *1. Schallabstrahlung*

In der fortschreitenden Schallwelle nimmt die Energie außer durch die Absorption im Gase auch noch durch die geometrische Ausbreitung ab. Will man die Absorptionskonstante des Gases bestimmen, so muß man also den rein geometrischen Anteil der Intensitätsabnahme abtrennen oder mit andern Worten die Schallwelle durch die richtige Abstandsfunktion auf eine ebene Welle umrechnen.

Im vorliegenden Fall kann man die Endfläche des Magnetostriktionsstabs als schwingende Kolbenmembran in einer praktisch unendlich ausgedehnten Wand auffassen. Für die Mittelnormale einer solchen Anordnung läßt sich das Schallfeld durch eine einfache Integration berechnen[8]). Man erhält nämlich für das Geschwindigkeitspotential $\Phi$, aus dem Schalldruck und Schallschnelle durch Differentiation nach Zeit und Ort folgen, die Beziehung

$$\Phi = -\frac{iV}{k} e^{i(\omega t - kr)} \left(e^{ik\left(r-\sqrt{r^2+R^2}\right)} - 1\right),$$

in der $V$ die Schnelle der Membran, $R$ ihren Radius und $r$ den Aufpunktsabstand von der Membran bedeuten. Die Gleichung vereinfacht sich wesentlich bei Einführung von zwei Bedingungen, die bei der Messung eingehalten wurden. Ist nämlich der Meßabstand groß gegen den Membranradius, also $r/R \gg 1$, dann geht $k\left(r-\sqrt{r^2+R^2}\right)$ gegen $R^2 k/2r = \frac{\pi R/\lambda}{r/R}$. Ist das Verhältnis $r/R$ gleichzeitig auch noch groß gegen $\pi R/\lambda$, dann wird aus der ganzen Klammer in der Gleichung für $\Phi$ die Größe $ikR^2/2r$. Man erhält also

$$\Phi = \frac{VR^2}{2r} e^{i(\omega t - kr)}.$$

Dies ist aber nichts anderes als die Gleichung einer Kugelwelle.

Selbst dann, wenn die Schallwellenlänge kleiner als der Durchmesser der Kolbenmembran ist und die Schallabstrahlung schon eine ausgesprochene Richtwirkung besitzt, erhält man demnach immer noch eine Intensitätsabnahme wie in einer Kugelwelle, vorausgesetzt daß man sie in der Mittelachse der Anordnung in genügend großen Entfernungen mißt. Die Rechnung galt für einen wirklichen Aufpunkt. Hat das Meßmikrophon eine endliche Ausdehnung, so sind die genannten Einschränkungen in etwas verschärfter Form maßgebend. Da das Kristallmikrophon nur 0,5 cm im Geviert groß war, bestanden von dieser Seite her keine Bedenken. Der Magnetostriktionsstab hatte einen Durchmesser von 1,5 cm, die Schallwellenlänge betrug im ungünstigsten Fall 0,3 cm. Als Mindestmeßabstand wurden 20 cm eingehalten. Nur bei den extrem hohen Schallabsorptionen in Kohlendioxyd mußte einige Male bis auf 10 cm an die Schallquelle herangegangen werden. Dort spielt aber die Druckabnahme durch die geometrische Wellenausbreitung gegenüber der Abnahme durch die Schallabsorption nur noch eine untergeordnete Rolle. Die Auswertbarkeit der Registrierkurven ist außerdem eine letzte Kontrolle dafür, ob die Voraussetzung einer Kugelwelle zutrifft.

Unter Annahme einer Kugelwelle ist nämlich für die gedämpfte Schallwelle die Amplitudengleichung

$$Pr = P_0 r_0 \cdot e^{-\frac{m}{2}(r-r_0)}$$

anzusetzen, in der $P$ den Schalldruck und die Exponentialfunktion das Dämpfungsglied bedeutet. Nach Logarithmieren erhält man:

$$\log Pr = -\frac{m}{2}(r-r_0)\log e + \log P_0 r_0.$$

Trägt man also das Produkt von gemessenen Schalldrucken und den zugehörigen Entfernungen logarithmisch über der Entfernung auf, so muß man eine Gerade erhalten, aus deren Neigung die Absorptionskonstante $m$ abzulesen ist. Ergibt sich keine Gerade, sondern eine gekrümmte, nicht auswertbare Kurve, so weiß man umgekehrt sofort, daß das Gesetz der Kugelwelle nicht erfüllt war. Wie aus der angeführten Gleichung weiter folgt, genügt die Messung von Schalldruckverhältnissen. Eine absolute Eichung des Schallempfängers sowie eine Messung seiner Frequenzkurve ist also überflüssig.

[8]) H. Backhaus und F. Trendelenburg, Z. techn. Physik 7 (1926), S. 630.

Gegen die Anwendung des Meßverfahrens besteht noch ein grundsätzliches Bedenken, das sich auf die Schallabstrahlung in einen gedämpften Raum bezieht und Anlaß zu einer Reihe von Vorversuchen gab. Bekanntlich mißt man parallel zu Schallschluckstoffen eine im Vergleich zur freien Schallwelle vergrößerte Intensitätsabnahme[9]). Es war zu prüfen, bei welchem Durchmesser des gedämpften Raums ein solcher Fehler mit Sicherheit vermieden wurde. Die Vorversuche wurden auf zwei Arten bei 10 und 30 kHz gemacht: Erstens wurden nach dem auch bei der endgültigen Messung benützten Verfahren Dämpfungswerte der Schallwelle in Filzrohren verschiedenen Durchmessers bestimmt. Zweitens wurde bei festem Abstand von Schallquelle und Empfänger eine Filzfläche der Achse der Anordnung genähert und die Veränderung des Schalldrucks am Mikrophon beobachtet. Da der Filz ein um so schlechterer Schallschlucker ist, je streifender die Schallwellen auftreffen, waren beide Meßreihen bei kleinen Abständen der Filzschicht wegen Störschallinterferenzen nicht auswertbar. Es kann deshalb nicht angegeben werden, bis zu welchem Abstand der Filz noch eine Dämpfung der Schallwelle hervorruft. Erst wenn die Meßstrecke $10\,\lambda$ von der Filzschicht entfernt war, konnten die Messungen ausgewertet werden. Dann war aber auch kein zusätzlicher Verlust an Schallenergie mehr festzustellen. Bei der wirklichen Ausführung des gedämpften Raums betrug die halbe lichte Weite im ungünstigsten Fall $15\,\lambda$.

### 2. *Meßbeispiele*

Bei den Registrierungen ergaben sich nicht immer glatte Intensitätsabnahmen mit steigender Entfernung von der Schallquelle. Die Schalldruckkurven zeigten vielmehr manchmal regelmäßige oder unregelmäßige ortsabhängige Schwankungen. In Abb. 5 sind drei typische Beispiele aus den rund 250 Meßstreifen herausgegriffen. Als Ordinate hat man sich den Schalldruck, als Abszisse die Entfernung zu denken. Die senkrechten Querstriche sind Entfernungsmarken in Abständen von je 10 cm. Von der Nullinie ist nur Anfang und Ende aufgezeichnet. An der rechten Seite tragen die Streifen Eichmarken, die zur Bestimmung des Diodenanlaufstroms (Nullpunktsverschiebung) dienten. Die Eichspannung wurde vom Magnetostriktionssender abgezweigt und nach Abschalten des Mikrophons auf den Eingang des Empfangsverstärkers gegeben. Gearbeitet wurde nur im linearen Teil der Diodenkenn-

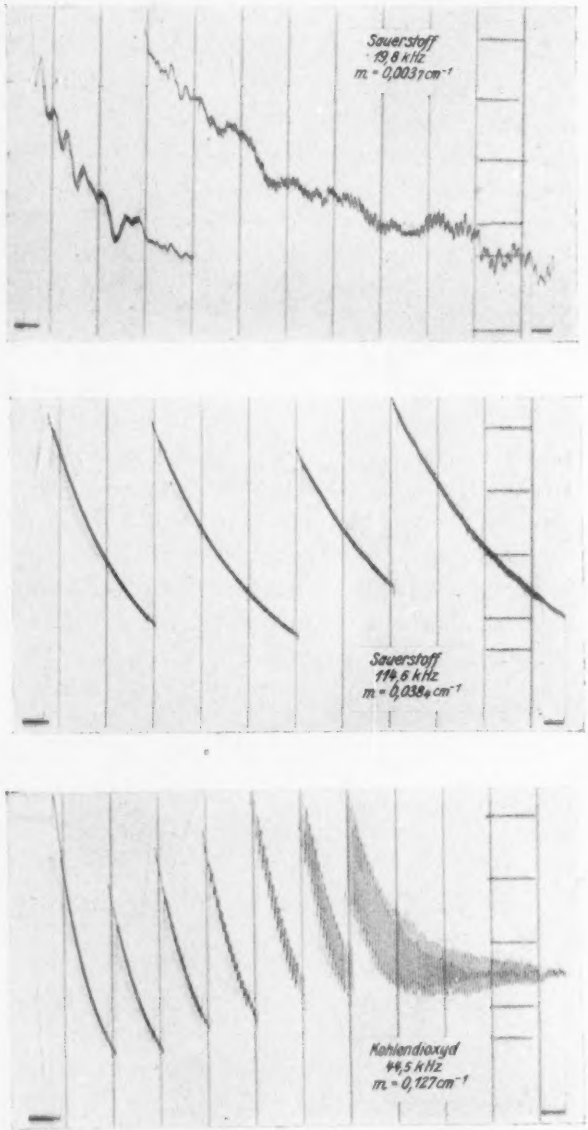



Abb. 5. Beispiele von Registrierstreifen

[9]) G. v. Békésy, Z. techn. Physik 14 (1933), S. 6. — E. H. Bedell, J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 118. — W. Janovsky und F. Spandöck, Akust. Z. 2 (1937), S. 322.

linie. Sank der Schalldruck unter einen gewissen Wert, so wurde die Verstärkung durch ein bei allen Frequenzen geeichtes Stufenpotentiometer sprunghaft erhöht. Bei sämtlichen Aufnahmen wurde die Meßstrecke hin und zurück durchlaufen.

Der Schalldruckverlauf war ursprünglich bei hohen Frequenzen und geringen Meßabständen von regelmäßigen Schwankungen mit einer Periode von $\lambda/2$ überlagert. Diese Schwankungen wurden durch stehende Wellen zwischen Mikrophon und Schallwand hervorgerufen und konnten leicht durch Neigung der Mikrophonfläche um $15^0$ zum Verschwinden gebracht werden. Gestört hätten sie übrigens wenig, da man solche regelmäßigen Schwankungen leicht mitteln kann.

Sehr viel lästiger sind die langperiodischen, unregelmäßigen Schwankungen (oberes Beispiel der Abb. 5), die von der Unvollkommenheit des gedämpften Raums herrühren. Der vom Filz reflektierte Schall interferiert nämlich mit der unmittelbar auf das Mikrophon fallenden Welle. Besonders ungünstig wirkt sich in dieser Hinsicht die Gleichphasigkeit des Störschalls wegen der koachsialen Anordnung im Kessel aus. Durch den nachträglichen Einbau von mehreren exzentrischen Kreisblenden aus Filz konnte die Störung etwas verkleinert, aber nicht ganz beseitigt werden. Aus solchen Kurven ist die Absorptionskonstante nur mit Unsicherheit abzuleiten. Zum Glück ist das angeführte Beispiel ein äußerster Grenzfall, wie er nur bei 20 kHz auftreten konnte. Mit steigender Frequenz nimmt das Schallschluckvermögen der Filzschicht und gleichzeitig die Richtwirkung der Schallabstrahlung zu, so daß die Kurven selbst bei kleinen Absorptionskonstanten immer glatter werden.

In der Mehrzahl der Fälle wurden Meßstreifen wie das mittlere Beispiel der Abb. 5 erhalten, die sich hervorragend gut auswerten lassen und zu sehr genauen Bestimmungen der Absorptionskonstanten führen. Das dritte Beispiel stammt von einer Messung bei einer außerordentlich hohen Schalldämpfung. Hier macht sich eine neue Störung des gleichmäßigen Intensitätsabfalls bemerkbar, die nun nicht mehr im Gasraum, sondern im Mikrophonverstärker zustande kommt. Es handelt sich um ein elektrisches Übersprechen vom Schallsender auf den Empfänger, das trotz sorgfältigster Abschirmungen bei den nun erforderlichen großen Verstärkungen nicht mehr zu vermeiden war. Während das Übersprechen mit konstanter Phase auf den Verstärker kommt, hat die Schallwelle am bewegten Mikrophon eine wechselnde Phase. Hierdurch entstehen Interferenzen mit der Periode der akustischen Wellenlänge. Bei den größten Meßabständen überwiegt schließlich das Übersprechen über die Schallamplitude, und die Kurve mündet in den konstanten Störpegel von Übersprechen und Rauschen ein. Die Auswertbarkeit der Kurven geht so weit, als das Übersprechen noch kleiner als der Schallanteil ist.

Die gesamte Meßstrecke betrug im allgemeinen 100 cm. Sie begann in 20 cm Abstand von der Schallquelle und endete 20 cm vor der filzbekleideten Rückwand des Kessels. Bei den extrem hohen Schalldämpfungen in Kohlendioxyd wurde nach Auswechseln der Übersetzung an der Registriertrommel nur noch die Strecke von 20—60 bzw. von 10 bis 50 cm Abstand von der Schallquelle in vergrößertem Maßstab aufgezeichnet.

### *3. Meßgenauigkeit*

Zur Auswertung der Registrierungen wurden die Kurven zunächst graphisch gemittelt. Dann wurden aus ihnen einzelne Schalldruckwerte entnommen, auf konstante Verstärkung umgerechnet, und unter gleichzeitiger Reduktion auf eine ebene Welle logarithmisch über dem Meßabstand aufgetragen. Die Punkte ließen sich durch eine Gerade verbinden, deren Neigung um so sicherer festgelegt werden konnte, je glatter die ursprüngliche Registrierkurve und je größer die aus ihr folgende Absorptionskonstante war. Messungen bei den höchsten Frequenzen gaben umgerechnet Kurven, die erst nach einer gewissen Anfangskrümmung in eine Gerade übergingen. Hier erfolgte die Schallausbreitung bei kleinen Meß-

abständen noch nicht in Form einer Kugelwelle: Die Multiplikation von Schalldruck und Abstand führte also zu einer Überkompensation der geometrischen Intensitätsabnahme.

Ein und derselbe Dämpfungswert kann mit etwas verschiedenen Fehlern behaftet sein, je nachdem er bei tiefen oder hohen Frequenzen gemessen ist. Eine kleine Schalldämpfung ist nämlich bei hohen Frequenzen genauer meßbar als bei tiefen Frequenzen, weil die Störung des Schallfelds durch Wandreflexionen fortfällt. Eine große Dämpfung dagegen kann bei niederen Frequenzen genauer als bei hohen Frequenzen gemessen werden, weil mit zunehmender Frequenz die Meßstrecke durch die Änderung der Wellenform, durch die geringere Schalleistung bei hohen Stabobertönen und die absinkende Mikrophonempfindlichkeit immer mehr beschnitten wird. Trotzdem läßt sich im Durchschnitt einer bestimmten gemessenen Absorptionskonstanten auch ein bestimmter Fehler zuordnen. Hierzu unterscheidet man am besten zwei Dämpfungsbereiche:

1. Bei kleinen und mittleren Absorptionskonstanten ($m < 0{,}10$ cm$^{-1}$) kann man mit einem konstanten Absolutfehler von $\pm 0{,}001$ cm$^{-1}$ rechnen. Die Relativgenauigkeit nimmt also mit wachsender Schalldämpfung zu.

2. Bei sehr großen Absorptionskonstanten, die vorwiegend bei hohen Frequenzen gemessen wurden, wird die verfügbare Meßstrecke immer kürzer. Deshalb steigt die Relativgenauigkeit für Dämpfungswerte über 0,10 cm$^{-1}$ nicht noch weiter an, sondern bleibt auf der Höhe von $\pm 1\%$ stehen.

### *4. Reinheit der Gase*

Bei den Messungen wurden Gase technischer Reinheit verwendet. Der gedämpfte Raum sollte evakuiert und dann mit den Gasen gefüllt werden. Es war also noch durch einen Vorversuch zu klären, ob nicht die Filzauskleidung des Kessels eine nachträgliche Verunreinigung der Füllung verursachen würde. Hierzu wurde ein Probebehälter, der Filz im gleichen Volumenverhältnis wie der Meßraum enthielt, möglichst rasch ausgepumpt und der Druckanstieg nach Abschalten der Pumpe beobachtet. Wären aus dem Filz Gasreste frei geworden, so hätte sich dies in einem exponentiell verlangsamten Druckanstieg geäußert. Tatsächlich wurde nur ein gleichmäßiger Druckanstieg von 0,02 mm Hg je Stunde gemessen, der von undichten Stellen des Behälters herrührte. Bedenken gegen die Verwendung von Filz als Schallschluckstoff bestehen also von dieser Seite her nicht.

Als Druckmeßgerät diente bei dem genannten Versuch ein McLeod-Manometer, das einen zusätzlichen Wasserdampfdruck gar nicht oder nur viel zu klein anzeigt. Über Freiwerden von Wasserdampf besagt der Versuch also nichts. Ein solcher Vorgang ist aber mit Sicherheit zu erwarten. Und in der Tat erwiesen sich später die stark hygroskopischen Eigenschaften des Filzes als eine äußerst unangenehme Beigabe. Sie vereitelten alle Mühe, den Meßraum durch tagelanges Abpumpen und Ausfrieren der Feuchtigkeit vollkommen trocken zu bekommen. Sie machten es ferner unmöglich, bei einem vorher zu bestimmenden Wasserdampfdruck zu arbeiten. Man mußte vielmehr nach jeder Neufüllung des Kessels wenigstens einen Tag lang warten, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Filzfeuchtigkeit und Gasfeuchtigkeit eingestellt hatte, und dann den vorher nur roh abzuschätzenden Wasserdampfgehalt des Gases nachträglich messen.

Der Wasserdampfgehalt wurde nach einem absoluten Verfahren durch Wägung bestimmt: Ein Hilfsbehälter von 20 l Fassungsvermögen wurde unter sorgfältigem Trocknen evakuiert und unmittelbar im Anschluß an die Schallabsorptionsmessung mit Gas aus dem Meßraum gefüllt. Der Inhalt des Behälters wurde dann wieder langsam über eine Kühlfalle abgepumpt, die besondere Fangfilter für schwebende Eisteilchen hatte. Schließlich wurde die ausgefrorene Wassermenge gewogen und aus dem Gewicht und dem reduzierten Behältervolumen die absolute Feuchtigkeit berechnet. Die Brauchbarkeit des Verfahrens wurde an Gasen geprüft, die mit Wasserdampf gesättigt waren. Aus Wiederholbarkeitsversuchen ergab

sich ein Fehler von $\pm$ 0,2 g/m³ für die Messung der absoluten Feuchtigkeit.

Vor einer neuen Gasfüllung wurde der Kessel mindestens zwei Stunden lang unter Vakuum gehalten. Ging eine Füllung mit Kohlendioxyd voraus, so wurde diese Zeit sogar auf 20 Stunden ausgedehnt, um auch solche Gasreste zu beseitigen, die in der Filzfeuchtigkeit hätten gelöst sein können. In der Pumpleitung befand sich immer eine mit flüssiger Luft oder Kohlensäureeis gekühlte Falle. Der Gasdruck beim Evakuieren wurde mit einem abgekürzten U-Manometer gemessen, das den späteren Wasserdampfdruck wegen der endlichen Einstelldauer des Feuchtigkeitgleichgewichts noch nicht anzeigte. Ein Druck von 3 mm Hg wurde erreicht, konnte aber wegen Undichtigkeiten im Kessel nicht unterschritten werden. Abgesehen vom Wasserdampfgehalt, der einer gesonderten Nachprüfung unterlag, kann man also für die Gasfüllung eine Verunreinigung von weniger als 0,5% garantieren. Die Verunreinigung besteht im wesentlichen aus Luft, die während des Pumpens nachströmte.

## IV. Theorie der Schallabsorption

Bevor an die Besprechung der Meßergebnisse gegangen werden kann, müssen einige Worte über die Theorie der Schallabsorption vorausgeschickt werden. Die Absorptionskonstanten sind in dieser Arbeit, wie das fast ausnahmslos üblich ist, auf Intensitäten und nicht auf Amplituden bezogen. $J_0$ sei also die Intensität einer ebenen Welle an der Stelle $r = 0$ und $J$ die Intensität an der Stelle $r$, dann gelte für die gedämpfte Welle

$$J = J_0 e^{-m r} = J_0 e^{-\mu \frac{r}{\lambda}}.$$

Damit sind zwei Absorptionskonstanten definiert, von denen sich $m$ auf die Wegstrecke und $\mu$ auf die Wellenlänge bezieht.

### *1. Klassische Schallabsorption*

Nach der klassischen Theorie KIRCHHOFFS[10]) kommt die Schallabsorption in Gasen durch innere Reibung und Wärmeleitung zustande. Die Durchrechnung des Problems ergibt einen quadratischen Frequenzanstieg der Absorptionskonstanten $m$. Man erhält nämlich:

$$m_{klass} = \frac{4\pi^2 \eta}{c^3 \cdot \varrho} \left( \frac{4}{3} + K \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} \right) \cdot f^2 .$$

In dieser Gleichung bedeutet $f$ die Frequenz, $\eta$ den Reibungskoeffizienten, $c$ die Schallgeschwindigkeit, $\varrho$ die Dichte und $\varkappa = c_p/c_v$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen. $K = \frac{w}{\eta c_v}$ gibt den Zusammenhang zwischen Wärmeleit- und Reibungszahl an. Die Zahlenwerte sind aus thermodynamischen Messungen bekannt und für die untersuchten Gase in Tab. 1 in CGS-Einheiten zusammengestellt. Sämtliche Angaben beziehen sich auf Normaldruck und 20° C. In der letzten Spalte der Tabelle sind die Konstanten des quadratischen Frequenzanstiegs aus den Einzelwerten berechnet.

Tabelle 1

| Gas | $\varrho \cdot 10^3$ | $c \cdot 10^4$ | $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ | $\eta \cdot 10^4$ | $K$ | $\frac{m}{f^2} \cdot 10^{13}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $N_2$ | 1,17 | 3,51 | 1,40 | 1,75 | 1,90 | 2,6 |
| $O_2$ | 1,33 | 3,28 | 1,40 | 1,9 | 1,90 | 3,0 |
| $CO_2$ | 1,85 | 2,69 | 1,30 | 1,4 | 1,63 | 2,6 |
| $C_3H_8$ | 1,90 | 2,48 | 1,14 | 0,8 | 1,3 | 1,65 |

### *2. Molekulare Schallabsorption*

Die klassische Theorie reicht nur in den wenigsten Fällen aus, um die wirklich gemessenen Absorptionswerte zu erklären. Man muß nämlich außer innerer Reibung und Wärmeleitung auch noch einen molekularen Absorptionsvorgang berücksichtigen: Die verzögerte Einstellung der Schwingungsenergie der Moleküle oder genauer die endliche Lebensdauer der Schwingungsquanten verursacht eine Phasenverschiebung zwischen Verdichtungswelle und Druckwelle im Gas, wodurch Schallenergie irreversibel in Wärme umgewandelt wird. Es ist das besondere Verdienst von KNESER[2]), diesen Gedankengang in anschaulicher Weise in Formeln gefaßt zu haben. Das Ergebnis seiner Rechnung wird im allgemeinen für die Absorptionskonstante pro Wellen-

[10]) G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. 134 (1868), S. 177.

linge angeschrieben. Es lautet bei kleinen Phasenwinkeln zwischen Druck und Schnelle $\left(\mathrm{tg}^2\frac{\varphi}{2} \ll 1\right)$, einer Voraussetzung, die bei allen bis heute untersuchten Gasen erfüllt war:

$$\mu_{molek} = 2\pi \,\mathrm{tg}\,\varphi = 2\pi \frac{R\,(C_0 - C_\infty)\,k\,f}{C_0\,(C_0+R)\,k^2 + C_\infty\,(C_\infty+R)\,f^2}.$$

Hierin ist $R$ die Gaskonstante. $C_0$ bzw. $C_\infty$ sind die Molwärmen bei konstantem Volumen für die Frequenzen $f = 0$ bzw. $f = \infty$. Sie unterscheiden sich um den Betrag der Schwingungswärme $C_i = C_0 - C_\infty$, die bei höchsten Frequenzen ausfällt, weil die Schwingungsenergie mit ihrer endlichen Einstelldauer den raschen Temperaturschwankungen nicht mehr folgen kann. $k$ ist als Abkürzung gesetzt für $(k_t + k_0)/2\pi$, worin $k_t$ und $k_0$ angeben, wie oft in der Zeiteinheit ein Energiequant von translatorischer in oszillatorische Energie oder in umgekehrter Richtung umgesetzt wird. Die Kehrwerte $1/k_t$ und $1/k_0$ bedeuten also die Lebensdauer des Energiequants im einen oder anderen Zustand. Trägt man $\mu$ über einer logarithmischen Frequenzskala auf (Abb. 6), so erhält man eine symmetrische glockenförmige Kurve mit einer Halbwertsbreite von 3,8 Oktaven und einem Maximum

$$\mu_{max} = \frac{\pi R C_i}{\sqrt{C_0\,(C_0+R)\,C_\infty\,(C_\infty+R)}}$$

$$\text{für } f_{max} = k\sqrt{\frac{C_0\,(C_0+R)}{C_\infty\,(C_\infty+R)}}.$$

Bei vielen Gasen ist $C_i = C_0 - C_\infty \ll C_0$ bzw. $C_\infty$. In diesem Fall kann man in der obigen Gleichung für $\mu_{molek}$ $C_0 = C_\infty = C$ setzen und bekommt die oft angeführte vereinfachte Beziehung

$$\mu_{molek} = \frac{2\pi R C_i}{C\,(C+R)} \cdot \frac{k\,f}{k^2 + f^2},$$

die bei $f_{max} = k$ ein Maximum $\pi R C_i / C\,(C+R)$ hat.

Die Zahlenwerte für die Molwärmen sind aus thermodynamischen Messungen bekannt. Die Schwingungswärme $C_i$ läßt sich nach der Planck-Einsteinschen Formel berechnen, wenn man die Schwingungsfrequenzen der Moleküle aus Ultrarotspektren oder Ramanspektren kennt. Man hat es demnach in der Hand, die Größe von $\mu_{max}$ im voraus anzugeben (Tab. 2).

Tabelle 2

| Gas | $C_0$ | $C_\infty$ | $C_i$ | $\mu_{max} \cdot 10^4$ | $f_{max}/k$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $N_2$ | 4,968 | 4,965 | 0,0029 | 5,2 | 1,00 |
| $O_2$ | 5,022 | 4,965 | 0,0575 | 103 | 1,01 |
| $CO_2$ | 6,804 | 5,112 | 1,692 | 2265 | 1,28 |

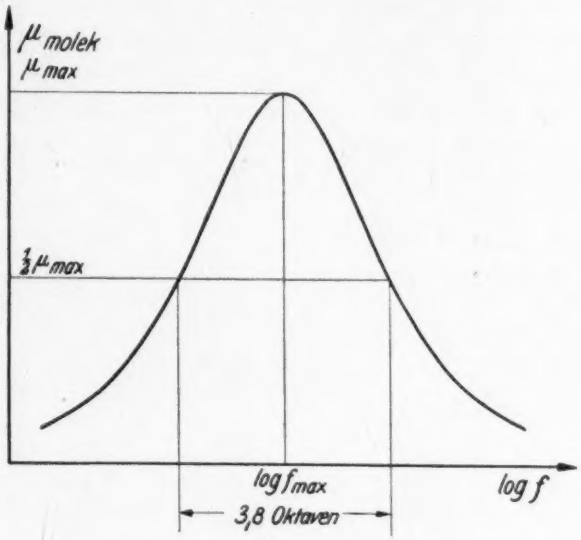



Abb. 6. Theoretischer Verlauf der molekularen Absorption pro Wellenlänge

Als einzige Unbekannte in der Gleichung für die molekulare Schallabsorption bleibt dann noch die Größe $k$ stehen, deren Kehrwert die Lebensdauer der Schwingungsquanten angibt. Über $k$ kann man im voraus nichts aussagen, denn $k$ ist keine Konstante des Gases. Durch geringe Fremdgasbeimengungen, z. B. auch durch eine kleine Wasserdampfkonzentration, wird die Lebensdauer der Schwingungsquanten außerordentlich stark verkürzt, $k$ also vergrößert. Wie aus den Formeln hervorgeht, wächst dann die Maximumsfrequenz $f_{max}$ im gleichen Maße an, während die Größe der maximalen Absorption $\mu_{max}$ erhalten bleibt. Die glockenförmige Absorptionskurve verschiebt sich also ohne Änderung ihrer Gestalt nach höheren Frequenzen hin.

Für die Reichweite des Schalls ist nicht die Absorptionskonstante pro Wellenlänge, sondern

die Absorptionskonstante pro Wegstrecke maßgebend. Rechnet man deshalb noch $\mu_{molek}$ durch Multiplikation mit $1/\lambda = f/c$ auf $m_{molek}$ um, so zeigt sich, daß $m$ über einer linearen Frequenzskala anfangs quadratisch ansteigt, um nach einem Wendepunkt schließlich bei höchsten Frequenzen einem konstanten Grenzwert zuzustreben. Dieser ist proportional $k$, also um so größer, je mehr die Lebensdauer der Schwingungsquanten durch Fremdgasbeimengungen verkürzt wird.

Es sei noch hinzugefügt, daß sich klassische und molekulare Schallabsorption nicht gegenseitig ausschließen, sondern in jedem Fall additiv überlagern.

## V. Meßergebnisse

### *1. Stickstoff*

Aus den Zahlenwerten von Tab. 1 und 2 folgt, daß die Schalldämpfung in Stickstoff außerordentlich klein sein muß. Messungen in Stickstoff sind also besonders geeignet, um systematische Fehler des Verfahrens aufzudecken. Abb. 7 zeigt die Meßergebnisse. Bei den meisten

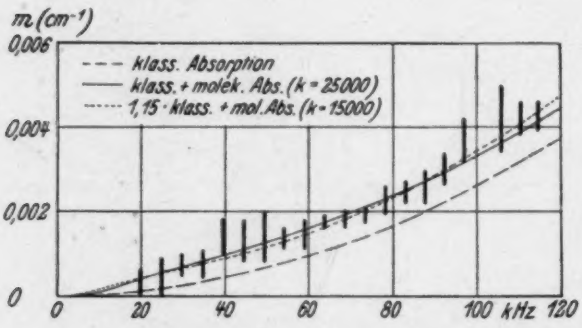



Abb. 7. Schallabsorption in Stickstoff

Frequenzen wurde die Absorptionskonstante mehrmals in langen oder kurzen Zeitabständen, z. T. unter Veränderung der abgestrahlten Schalleistung bestimmt, um die Anordnung auf zufällige und gesetzmäßige Fehler zu prüfen. Die Kontrollmessungen verteilten sich über 14 Tage. Eine gesetzmäßige Veränderung der Ergebnisse war nicht festzustellen.

Die Meßgenauigkeit ist bei den kleinen Absorptionskonstanten noch recht gering: Bei der logarithmischen Auswertung der Registrierstreifen hat man die Möglichkeit, die Geradenneigung, aus der die Absorptionskonstante $m$ folgt, in gewissen Grenzen willkürlich zu wählen. Um diesen Spielraum anzudeuten, sind in Abb. 7 keine gemittelten Meßpunkte, sondern entsprechend lange Striche eingezeichnet. Die Meßergebnisse lassen sich theoretisch zwanglos erklären. Systematische Fehler dürften also, wie schon die umfangreichen Vorversuche zeigten, ganz ausgeschlossen sein. Leider wurde bei dieser ersten Meßreihe die Feuchtigkeit im Gasraum nicht bestimmt. Der Wasserdampfgehalt muß nach den Erfahrungen bei späteren Gasumfüllungen zwischen 12 und 15 g/m³ betragen haben.

Zu den Meßwerten sind drei Kurven eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve ist nach der klassischen Theorie berechnet. Sie wird von den Messungen durchweg überschritten. Man kann für den Unterschied die molekulare Absorption allein verantwortlich machen und hat dann noch die Größe $k$ passend zu wählen, die gleich der Maximumsfrequenz von $\mu_{molek}$ ist und den konstanten Grenzwert von $m_{molek}$ bestimmt. Die ausgezogene Kurve entstand so durch Addition von klassischer Absorption und molekularer Absorption, für welche $k = 25$ kHz gesetzt war. Der Grenzwert von $m_{molek}$ bei hohen Frequenzen ist in diesem Falle $0{,}75 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Er ist bei 100 kHz zu 94% erreicht.

Man kann andererseits für den quadratischen Frequenzanstieg der klassischen Absorption eine größere Konstante einsetzen, als man nach der KIRCHHOFFschen Theorie berechnen würde. Ein solches Vorgehen wird durch experimentelle Ergebnisse gerechtfertigt (vgl. Sauerstoff). Es ist deshalb versuchsweise in der punktierten Kurve eine um 15% erhöhte klassische Absorption angenommen und gleichzeitig der Grenzwert der molekularen Absorption auf $0{,}45 \cdot 10^{-3}$ erniedrigt worden. Hierzu muß man $k = 15$ kHz setzen. Der genannte Grenzwert wird dann bei 100 kHz zu 98% erreicht. Die punktierte Kurve verträgt sich mit den Messungen mindestens ebensogut wie die ausgezogene Kurve. Wenn man $k$ immer tiefer legt, kann man die Meßergebnisse sogar noch mit einer um 30% vergrößerten klassischen

Konstanten erklären. Jedoch wird dann die Anpassung der theoretischen Kurve an die Meßwerte bei tiefen Frequenzen ziemlich schlecht.

Die geringe Meßgenauigkeit bei den kleinen Absorptionskonstanten in Stickstoff läßt also einen Spielraum in der theoretischen Auslegung der Ergebnisse zu. Es kann hiernach nicht entschieden werden, ob die Konstante der klassischen Theorie überschritten wird oder nicht. Dazu wäre es notwendig, Messungen bei sehr viel höheren Frequenzen in möglichst trockenem Stickstoff zu machen. Dann wird nämlich die molekulare Absorption so klein, daß sie gegenüber der quadratisch ansteigenden klassischen Absorption ganz vernachlässigt werden kann.

*2. Sauerstoff*

In Sauerstoff wurden zwei Meßreihen bei absoluten Feuchtigkeiten von 6,1 und 17,2 g/m³ gemacht. Aus diesen Zahlenwerten berechnet man leicht die Wasserdampfkonzentration, also das Verhältnis der Molekülzahlen, zu 0,81 und 2,30%. Daß so geringe Fremdgasbeimengungen von entscheidendem Einfluß auf die Größe der Schallabsorption sein können, wird aus der völligen Verschiedenheit der Kurven von Abb. 8 ersichtlich. Die Absorptionskonstanten sind z. T. fast um eine Zehnerpotenz höher als in Stickstoff. Wegen des konstanten absoluten Meßfehlers von $\pm 0{,}001\,\mathrm{cm}^{-1}$ ist damit ein beträchtlicher Zuwachs an relativer Genauigkeit verbunden.

Die gestrichelte Kurve der Abb. 8 ist nach der klassischen Absorptionsformel berechnet. Der Unterschied zwischen den gemessenen Kurven und der gestrichelten Kurve müßte also die molekulare Absorption des Gases angeben, für welche die Knesersche Theorie bei hohen Frequenzen ($f \gg k$) einen konstanten Grenzwert vorschreibt. Dem widerspricht die Beobachtung, daß klassische Kurve und untere Meßkurve bei hohen Frequenzen deutlich auseinanderstreben, obwohl bei der unteren Meßkurve der Grenzwert des molekularen Dämpfungsanteils zweifellos erreicht ist. Man muß also folgern, daß die klassische Absorption in Sauerstoff in Wirklichkeit größer ist, als die Theorie angibt. Setzt man versuchsweise in die Kirchhoffsche Formel eine um 50% vergrößerte Konstante ein, so erhält man eine verbesserte klassische Absorptionskurve (strichpunktiert), die bei hohen Frequenzen wunschgemäß in konstantem Abstand von der unteren Meßkurve verläuft.

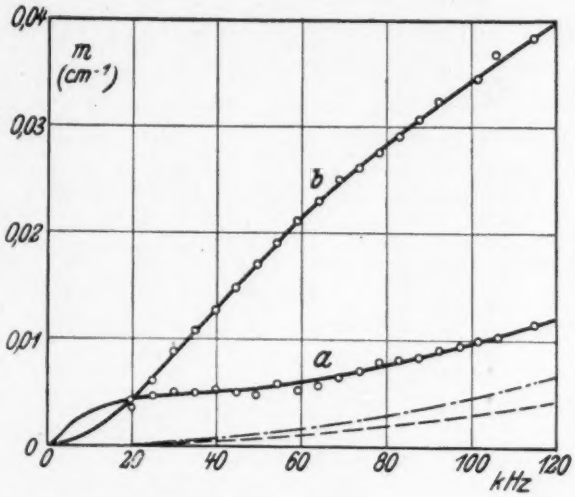



Abb. 8. Schallabsorption in Sauerstoff bei absoluten Feuchtigkeiten von (a) 6,1 und (b) 17,2 g/m³

Hinweise auf eine solche Vergrößerung der klassischen Konstanten gibt es bereits in großer Zahl. Die neuesten seien genannt: Knudsen und Obert[3]) schreiben, daß zu ihren Messungen in vollkommen reinem Sauerstoff eine um 50% vergrößerte klassische Absorption am besten paßt. Die Absorption durch die Schwingungsfreiheitsgrade war wohl in reinem Sauerstoff wegen des kleinen $k$ noch zu vernachlässigen. Man wäre geneigt, den Grund für die Überschreitung der klassischen Konstanten in einem neuen molekularen Vorgang zu suchen. Es werden aber auch in einatomigen Gasen wie Helium größere Dämpfungswerte als die klassischen gemessen[5]). Schließlich sei erwähnt, daß Oberst[4]) für die Schallabsorption im Rohr bei Luft, Sauerstoff, Stickstoff und Helium eine Überschreitung der Kirchhoffschen Theorie um 15% findet. Hierbei darf allerdings nur die Tatsache der Überschreitung und nicht der Zahlenwert zum Vergleich herangezogen werden, weil die Berandung der Schallwelle schon in der Theorie andere Voraussetzungen liefert.

Wodurch die Abweichung von der klassischen Theorie hervorgerufen wird, ist bis heute noch nicht geklärt. HERZFELD[11]) hat den Versuch gemacht, die KIRCHHOFFsche Theorie durch Rechnung auf gaskinetischer Grundlage zu verbessern. Es ergeben sich dabei sehr komplizierte Korrekturglieder, die aber anscheinend auch nicht ausreichen, um den Unterschied zwischen Theorie und Experiment zu beseitigen. Merkwürdig ist auf jeden Fall, daß in der vorliegenden Arbeit bei Stickstoff eine

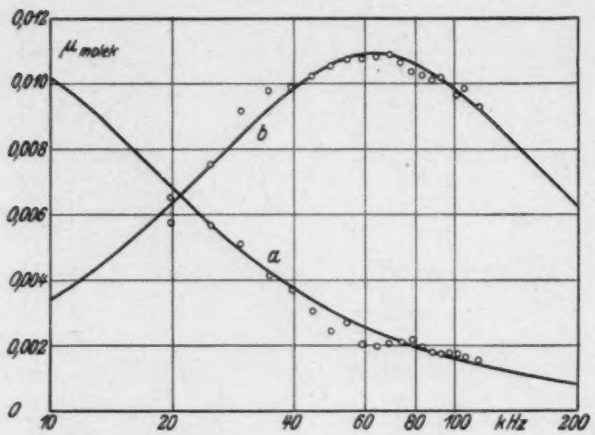



Abb. 9. Molekulare Absorption pro Wellenlänge in Sauerstoff

Überschreitung der klassischen Theorie um höchstens 0—30% angenommen werden darf, während man in Sauerstoff eine Überschreitung um rund 50% annehmen muß. Bevor nicht sehr zuverlässige Messungen der außermolekularen Absorption in möglichst zahlreichen Gasen vorliegen, ist eine Klärung des ganzen Fragenbereichs kaum zu erwarten.

Die in Sauerstoff gemessenen Absorptionskonstanten wurden nach Abzug der um 50% vergrößerten klassischen Dämpfung auf die Absorptionskonstanten pro Wellenlänge umgerechnet und über einer logarithmischen Frequenzskala aufgetragen, um die Übereinstimmung des molekularen Anteils mit der KNESERschen Theorie zu prüfen (Abb. 9). Bei der größeren der beiden Feuchtigkeiten fällt das Maximum von $\mu_{molek}$ mitten in den untersuchten Frequenzbereich. Es beträgt $109 \cdot 10^{-4}$, während die Rechnung in Tab. 2 den Wert $103 \cdot 10^{-4}$ ergab. Unter Zugrundelegung des gemessenen Maximalwerts wurde die glockenförmige Absorptionskurve nach der molekularen Theorie berechnet und durch Verschieben längs der Frequenzachse mit den Messungen zur Deckung gebracht. Die Meßpunkte passen so gut zur theoretischen Kurve, daß man von einer quantitativen Bestätigung der KNESERschen Theorie sprechen darf.

Mit zunehmender Feuchtigkeit steigt die Maximumsfrequenz an. Die Lebensdauer der Schwingungsquanten nimmt also ab. Offenbar wird bei einem Zusammenstoß zwischen Sauerstoff- und Wassermolekülen die Schwingungsenergie sehr viel leichter in Bewegungsenergie umgesetzt als bei dem Zusammenstoß gleichartiger Partner. Im Hinblick auf diese molekularen Stoßvorgänge ist die Frage interessant, welcher gesetzmäßige Zusammenhang zwischen Maximumsfrequenz und Wasserdampfkonzentration $h$ besteht. In der schon mehrfach erwähnten Arbeit von KNUDSEN und OBERT ist eine solche Beziehung zwischen $k$ und $h$ empirisch aufgestellt. Sie enthält außer einem in $h$ linearen Glied ein überwiegendes quadratisches Glied. Das bedeutet, daß für die Umsetzung der Schwingungsenergie ein Dreierstoß zwischen einem Sauerstoffmolekül und zwei Wassermolekülen besonders wirksam ist. Mit der genannten Formel würde man für $h = 0{,}81\%$ eine Maximumsfrequenz von 8 kHz berechnen, während die Messungen 7 kHz ergeben. Der andere Feuchtigkeitswert ($h = 2{,}30\%$) übersteigt den Gültigkeitsbereich der Interpolationsformel, die nur bei Wasserdampfkonzentrationen unter 2% mit Meßwerten belegt ist. Versucht man eine Extrapolation, so kommt man für $h = 2{,}30\%$ rechnerisch auf $k = 43$ kHz, während das tatsächlich gemessene Maximum bei 63 kHz liegt. Der quadratische Frequenzanstieg von $k$ mit $h$ scheint also noch stärker zu sein, als die Konstante der empirischen Formel angibt.

### 3. *Propan*

Es sollte eine Meßreihe in einem möglichst hochatomigen Gas gemacht werden, um fest-

[11]) K. F. HERZFELD, Ann. Physik 23 (1935), S. 465.

zustellen, ob bei der großen Zahl der Schwingungsfreiheitsgrade irgendwelche Besonderheiten auftreten. Da keine Vorrichtungen zur Selbsterzeugung von Gasen zur Verfügung standen, mußte auf handelsübliche Gase zu-

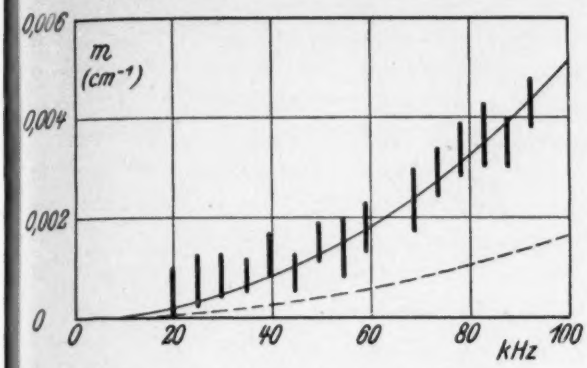



Abb. 10. Schallabsorption in Propan

rückgegriffen werden. Die Wahl fiel auf Propan ($C_3H_8$), das als Heiz- und Treibgas in Stahlflaschen käuflich ist[12]).

Das Ergebnis der Schallabsorptionsmessungen bringt Abb. 10. Die absolute Feuchtigkeit im Gasraum betrug 1,5 g/m³. Die Absorptionskonstanten haben die gleiche Größenordnung wie in Stickstoff. Infolgedessen ist die Messung wieder sehr ungenau. Der Unterschied zwischen den Messungen und der gestrichelt eingezeichneten klassischen Absorption deutet auf eine molekulare Absorption hin. Man muß dann annehmen, daß die Maximumsfrequenz von $\mu_{molek}$ weit über dem gemessenen Frequenzbereich liegt, daß also die Lebensdauer der Schwingungsquanten sehr kurz ist.

### *4. Kohlendioxyd*

In Kohlendioxyd ist die Schallabsorption so groß, daß das benützte Meßverfahren mit der größtmöglichen Genauigkeit von $\pm 1\,\%$ arbeitet. Gemessen wurde bei absoluten Feuchtigkeiten von 2,1, 4,7 und 8,6 g/m³. Die Ergebnisse zeigt Abb. 11. Während der Meßreihe *a*, die zu der kleinsten Feuchtigkeit gehört, war der dämpfende Filzbelag aus dem Kessel entfernt worden. Trotzdem verliefen die Registrierungen ohne nennenswerte Störung durch Wandreflexionen, weil hier das Gas selbst schon ein ausreichender Schallschlucker war. Nach der klassischen Theorie würde die Schallabsorption quadratisch mit der Frequenz ansteigen und in Kohlendioxyd bei 100 kHz erst 0,0026 $cm^{-1}$ betragen. Die wirklich gemessenen Absorptionskonstanten haben zwar im wesentlichen den gleichen Frequenzgang, liegen aber schon im ungünstigsten Fall der Kurve *c* rund hundertmal höher. Die klassischen Dämpfungswerte sind also kleiner als die absoluten Meßfehler, so daß sie bei der Erörterung der Meßergebnisse ganz außer acht gelassen werden können.

Da man das Verhalten der molekularen Absorption am leichtesten in einer auf Wellen-

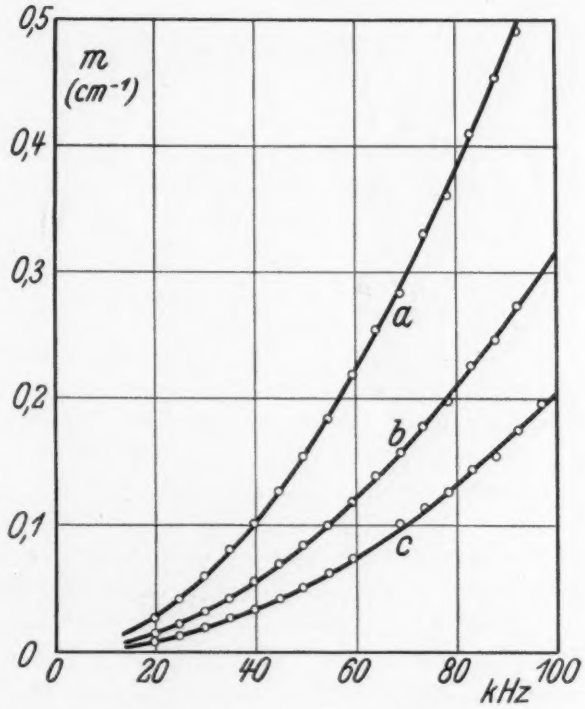



Abb. 11. Schallabsorption in Kohlendioxyd bei absoluten Feuchtigkeiten von (a) 2,1 (b) 4,7 und (c) 8,6 g/m³

längen bezogenen Darstellung überblicken kann, wurden die gemessenen Dämpfungswerte auf die Absorptionskonstanten pro Wellenlänge umgerechnet und über einer logarithmischen

[12]) Propangas der Leunawerke besteht aus 95 Gew.-% Propan (darin 0 bis 10% Propylen) und zusammen 5% Normalbutan, Isobutan, Äthan und Äthylen.

Frequenzskala aufgetragen (Abb. 12). Die ausgezogenen Kurven sind nach der KNESERschen Theorie berechnet und durch Verschieben längs der Abszissenachse mit den Messungen zur Deckung gebracht worden. Die Übereinstimmung zwischen theoretischem und gemessenem Verlauf ist hervorragend gut. Es wurde früher auseinandergesetzt, daß $\mu_{molek}$ über einer logarithmischen Frequenzskala eine glockenförmige Kurve ergibt. Diese Feststellung wirkt erstaunlich angesichts der in Abb. 12

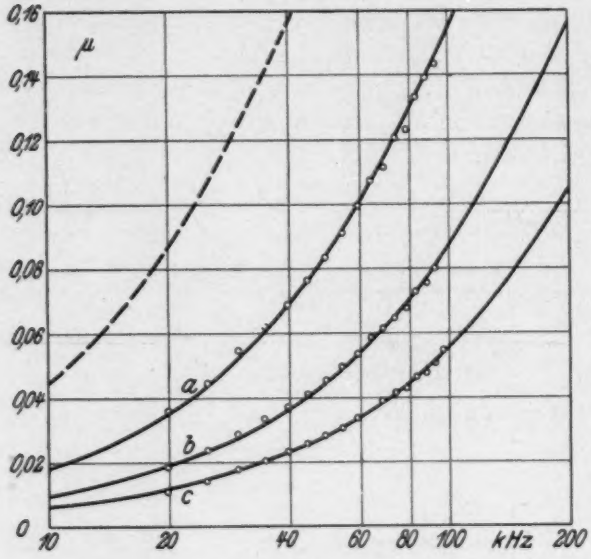



Abb. 12. Schallabsorption pro Wellenlänge in Kohlendioxyd

eingezeichneten Kurven, bis man erkennt, daß hier nur die linken Flanken der Glockenkurven gemessen wurden, während die Maxima selbst bei sehr viel höheren Frequenzen liegen.

In vollkommen trockenem Kohlendioxyd hätte man die gestrichelte Kurve zu erwarten gehabt, da nach Angaben von CURTIS[5]) und GROSSMANN[7]) die Maximumsfrequenz in reiner Kohlensäure bei 100 kHz liegt. Leider gelang es nicht, diese gestrichelte Kurve mit Meßpunkten zu belegen. Es war nämlich selbst nach Entfernen der Filzauskleidung unmöglich, den Meßraum absolut trocken zu bekommen. Die genannten Autoren können den theoretischen Maximalwert $\mu_{max} = 0{,}226$ nicht bestätigen. Sie messen bis zu 50% höhere Werte, die KNESER auf optische Strahlungsverluste zurückführt[13]). Die vorliegenden Messungen lassen zwar einen stärkeren als den theoretischen Dämpfungsanstieg nicht erkennen, schließen aber trotzdem eine Überschreitung des Maximalwerts nicht aus, da die Kurven lange vor Erreichen des Maximums abbrechen.

Bei den Messungen in Sauerstoff konnte die Maximumsfrequenz durch Sättigen des Gases mit Wasserdampf in den untersuchten Frequenzbereich hereingerückt werden. Bei Kohlendioxyd war das nicht möglich, weil bei trockenem Gas die Maximumsfrequenz bereits an der oberen Grenze des Frequenzbereichs liegt und sich bei zunehmender Feuchtigkeit nur noch weiter entfernt. Obwohl also in Kohlendioxyd die Maximumsfrequenzen selbst nicht gemessen wurden, konnte man sie doch nachträglich aus der Lage der theoretischen Kurven entnehmen und in Abhängigkeit von der Feuchtigkeit aufzeichnen. Dies ist in Abb. 13 geschehen. Es ergibt sich im Gegensatz zu Sauerstoff ein linearer Zusammenhang, der durch die Interpolationsformel $f_{max} = 1{,}0 \cdot 10^5 + 6{,}2 \cdot 10^7 \; h$ dargestellt wird. Hierin ist $h$ die Wasserdampfkonzentration und $f_{max} = 1{,}28 \; k$.

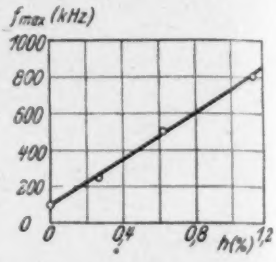



Abb. 13. Zusammenhang zwischen Maximumsfrequenz und Wasserdampfkonzentration bei Kohlendioxyd

Während die molekulare Absorption ihr Maximum durchläuft, geht gleichzeitig die Schallgeschwindigkeit durch ein Dispersionsgebiet hindurch. Die Schalldispersion ist in Kohlendioxyd stärker als in den anderen untersuchten Gasen, weil sie gleich wie die molekulare Absorption proportional zur Schwingungswärme $C_i$ ist. Da bei der Berechnung von $\mu$ aus $m$ die Schallgeschwindigkeit in den Umrechnungsfaktor $\lambda = c/f$ eingeht, hätte man an und für sich die Dispersion berücksichtigen müssen. Sie wurde trotzdem zunächst vernachlässigt und die Größe der Vernachlässi-

[13]) H. O. KNESER, Ann. Physik 16 (1933), S. 337.

gung nachträglich mit Hilfe der theoretischen, durch Messungen von WALLMANN[14]) bestätigten Dispersionsformel abgeschätzt: Die Korrektur hätte bei der Kurve *a*, die am weitesten in das Dispersionsgebiet hereinreicht, im schlimmsten Fall nur 0,4% ausgemacht. Die Vernachlässigung war also genau so berechtigt wie die andere, daß die klassische Absorption vor dem Vergleich der Meßwerte mit der KNESERschen Theorie nicht abgezogen wurde. Zudem gehen beide Fehler in entgegengesetzter Richtung ein, so daß sie sich z. T. noch aufheben.

### *Zusammenfassung*

Aus der Abnahme der Schallintensität in fortschreitenden Kugelwellen werden die Absorptionskonstanten von Gasen bei Frequenzen zwischen 20 und 120 kHz bestimmt. Die untersuchten Gase sind Stickstoff, Sauerstoff, Propan und Kohlendioxyd. Bei Sauerstoff und Kohlendioxyd wird der Einfluß von Wasserdampfbeimengungen auf den Verlauf der Absorptionskonstanten verfolgt. Die Meßgenauigkeit beträgt bei Dämpfungswerten unter 0,1 $cm^{-1} \pm 0{,}001\ cm^{-1}$ und bei Dämpfungswerten über 0,1 $cm^{-1} \pm 1\%$.

Die Hauptergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Der klassische Anteil der Schallabsorption übertrifft bei Sauerstoff die Werte der KIRCHHOFFschen Theorie um rund 50%, während aus den Messungen in Stickstoff eine Überschreitung der klassischen Theorie um 0—30% abgelesen werden kann. Der molekulare Anteil an der Schallabsorption ist durchweg in quantitativer Übereinstimmung mit der KNESERschen Theorie. Die Maximumsfrequenz der molekularen Absorption steigt bei Kohlendioxyd linear, bei Sauerstoff im wesentlichen quadratisch mit der Wasserdampfkonzentration an.

Herrn Prof. Dr. ERWIN MEYER möchte ich für die Stellung der Aufgabe und viele Anregungen herzlich danken. Ferner danke ich der Förderungsgemeinschaft des Instituts für Schwingungsforschung für die Bewilligung eines Stipendiums.

*(Eingegangen am 12. Januar 1938.)*

[14]) M. H. WALLMANN, Ann. Physik 21 (1934), S. 671.

# Demonstration von Untertönen

Von Erich Waetzmann

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu Breslau

*(Mit 1 Textabbildung)*

Eine altbekannte Methode zur Erzeugung von Untertönen ist die folgende: Der Stiel einer tönenden Stimmgabel wird leicht gegen eine Resonanzplatte (Tischplatte, Glasplatte, steifes Kartonblatt usw.) gedrückt. Bei geeigneter Kopplung (ausprobieren!) gibt die Platte nicht den Eigenton $n$ der Stimmgabel, sondern harmonische Untertöne, beispielsweise die Suboktave $\frac{n}{2}$. Es bedarf einer gewissen Übung, um die Untertöne einigermaßen rein hervorzubringen; oft sind sie von Nebengeräuschen begleitet und sind deshalb als Klirrtöne oder Schnarrtöne bezeichnet worden. Das Auftreten des Eigentones $\frac{n}{2}$ der Platte führt man darauf zurück, daß sie nur von jedem zweiten Stoß des Stieles getroffen wird. Man muß sich das so vorstellen, daß die Platte im stationären Zustand immer eine volle Eigenschwingung ausführt, bis sie den Stimmgabelstiel wieder berührt. Durch geeignete Kopplung läßt sich das erreichen. Es wird also der Platte durch die Stimmgabelstöße nicht mehr die Schwingungszahl $n$ aufgedrückt, sondern es werden nur die Reibungsverluste ihrer Eigenschwingungszahl $\frac{n}{2}$ ersetzt, so daß diese Eigenschwingung längere Zeit hindurch aufrechterhalten bleibt. Eine wesentliche Verbesserung der Versuchsanordnung erzielte H. Knapman[1]) dadurch, daß er die Zinken der tönenden Gabel lose gegen ein Blatt Papier hält. „Wenn ein schmaler Streifen Papier benutzt und nahe an das Ohr gehalten wird", können bequem zahlreiche Untertöne beobachtet werden.

[1]) H. Knapman, Proc. Roy. Soc., London 74 (1904/05), S. 118.

Verf. benutzt zur Demonstration der Untertöne das Savartsche Rad (Zahnrad auf Drehscheibe). Auch ein Kohlemikrophon, das kräftig betönt wird, gibt sehr starke Untertöne, die mit einem Lautsprecher vorgeführt werden können. Beim Savartschen Rad wird ein Streifen steifes Kartonpapier nach Art einer Zunge gegen die Zähne gedrückt. Nach kurzer Übung gelingt es, Untertöne der verschiedensten Höhenlagen nacheinander verhältnismäßig rein und so laut zu erhalten, daß sie auch in einem großen Hörsaal mühelos vorgeführt werden können. Man muß dazu die Papierzunge durch Variation der Stelle, an der sie festgehalten wird, entsprechend abstimmen und gleichzeitig den Druck passend bemessen. Die Höhenlage der Untertöne kann etwa durch Vergleich mit einem Überlagerungssummer bestimmt werden, indem auf Verschwinden der Schwebungen zwischen Unterton und Vergleichston eingestellt wird. Die Tabelle enthält das Ergebnis einer derartigen Beobachtungsreihe. Das Zahnrad hatte 48 Zähne, und die Umdrehungszahl war so eingestellt, daß die Schwingungszahl $n$ des Grundtones 1024 Hz betrug.

Tabelle der Untertöne

| Tonhöhe | berechnet | gemessen |
|---|---|---|
| Grundton . . . . | 1024 ($c^3$) | 1024 |
| 1. Unterton . . | 512 ($c^2$) | 517 |
| 2. Unterton . . | 341 ($f^1$) | 352 |
| 3. Unterton . . | 256 ($c^1$) | 266 |
| 4. Unterton . . | 205 ($gis^0$) | 211 |
| 5. Unterton . . | 171 ($f^0$) | 174 |

Auch noch tiefere Subharmonische können gut gehört werden. Es wurden auch einige photo-

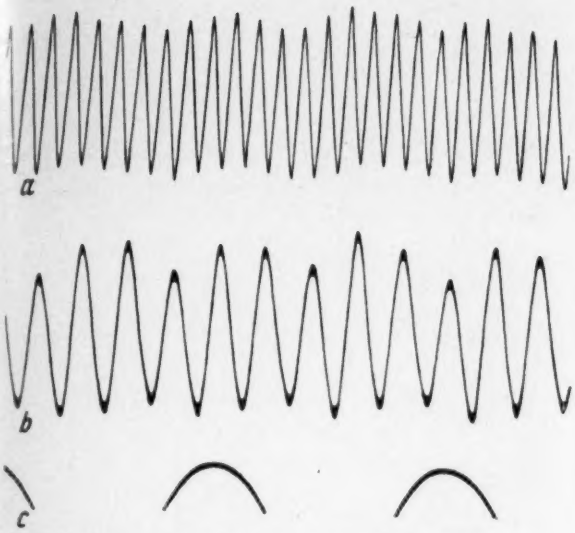



Abb. 1. Untertöne am SAVART'schen Rad

graphische Aufnahmen mit Kondensatormikrophon und Oszillograph gemacht. Da es nur darauf ankam, die subjektiven Beobachtungen objektiv zu belegen, wurden die durch das Motorgeräusch verursachten Störungen nur durch Siebketten herabgedrückt. In der Abb. zeigt Kurve *a* den Grundton $n \sim 1000$ Hz, Kurve *b* ganz überwiegend den ersten Unterton $\frac{n}{2}$. Die Zeitmarken bei *c* geben hundertstel Sekunden an.

Das Auftreten von Untertönen ist schon lange bekannt, wird aber vielfach als bloßes Kuriosum bewertet, das keine besondere Aufmerksamkeit verdient. Diese Auffassung ist durchaus irrig. Auch die Kombinationstöne wurden früher ähnlich bewertet, während heute allgemein bekannt ist, daß sie für die nichtlinearen Verzerrungen in der Klangaufnahme und Klangwiedergabe von entscheidender Bedeutung sind. Vor einigen Jahren haben P. O. PEDERSEN[2]) und F. VON SCHMOLLER[3]) das Auftreten von Untertönen an Lautsprechern festgestellt. Ferner hat Verf. in einer gemeinsam mit R. KURTZ durchgeführten Arbeit die Entstehung von Untertönen an elektromagnetischen Telephonen und vor allem an Kohlemikrophonen untersucht. Über das Ergebnis dieser Arbeit wird demnächst in den Annalen der Physik[4]) berichtet werden.

[2]) P. O. PEDERSEN, Subharmonics in forced oscillations in dissipative systems, Kopenhagen 1933.

[3]) F. VON SCHMOLLER, Telefunkenztg. 15 (1934), Nr. 67, S. 47.

[4]) Ann. Physik 31 (1938), S. 661.

*(Eingegangen am 17. Februar 1938.)*

# Über einfache Werkstoffprüfungen mit magnetostriktiven Ultraschallgeräten

Von Erwin Meyer und Gerhard Buchmann

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin

*(Mit 6 Textabbildungen)*

Im nachstehenden wird über einige Erfahrungen berichtet, die bei Prüfungen von bautechnischen Werkstoffen mit Ultraschall gewonnen wurden. Sie beziehen sich auf 3 Fälle, die Feststellung von Rissen in Betonbalken, die Verfolgung des Abbindevorganges bei Zement und die Schallschluckung von porösen Stoffen bei parallel zur Oberfläche verlaufenden Schallstrahlen.

## 1. Feststellung von Rissen

Mühlhäuser und Sokoloff[1]) haben auf die Möglichkeit hingewiesen, Materialfehler durch Ultraschall in Form eines zerstörungsfreien Prüfverfahrens festzustellen. Insbesondere hat der Letztere Verfahren ausgearbeitet, die die durch das Werkstück durchgelassene Schallintensität mittels des Debye-Sears-Effektes oder der Lichtreflexion an einer Flüssigkeitsoberfläche anzeigen. Die benutzten Frequenzen sind 100 kHz und höher, die Wellenlängen sind damit so klein, daß hinter ausgedehnteren Fehlstellen, Hohlräumen oder Rissen quer zur Schallausbreitung Schallschatten entstehen können.

In einer früheren Untersuchung über die Schalldämpfung in festen Körpern hat R. Schmidt[2]) auch mit niederfrequenten Schallschwingungen Materialfehler nachgewiesen. In dieser Untersuchung handelte es sich um Betonbalken, die in ihren Eigenschwingungen (z. B. longitudinalen) auf elektroakustischem Wege erregt wurden. Einer der untersuchten Balken besaß, wie sich nachträglich bei der Zerstörung herausstellte, etwa in der Mitte einen unsichtbaren Haarriß und sprach nur in den Eigenfrequenzen an, die an der Stelle des Risses einen Bewegungsbauch, d. h. große Amplituden erzeugten; die Eigentöne mit einem Bewegungsknoten (Spannungsbauch) in der Nähe des Risses waren nicht erregbar. Der Luftspalt als schallweiches Zwischenglied überträgt also Bewegungen, nicht aber Spannungen. Das kann er einmal durch die bei den Bewegungen der Endflächen in ihm erzeugten Schalldrücke tun, zum zweiten können aber im Riß die Bruchflächen an manchen Stellen aneinanderstoßen, beim Schwingen sich also berühren, wodurch auch eine Übertragung stattfindet. Um diese beiden Übetragungsmöglichkeiten klein zu halten, liegt es nahe, höhere Frequenzen zu nehmen; einmal sind dann bei gleicher Energie die Bewegungsausschläge kleiner, und damit ist eine unmittelbare mechanische Kontaktmachung weniger wahrscheinlich. Außerdem ist die Kopplung durch den Luftspalt geringer. Die beiden Teile eines Balkens mit einer durchgehenden Bruchfläche entsprechen ja zwei elektrischen Leitungen hohen Wellenwiderstandes, die über eine quer zum Leitungszug liegende Kapazität angekoppelt sind. Je höher die Frequenz, um so geringer werden der parallel geschaltete Widerstand und damit die am zweiten Leitungsteil liegende Spannung. Läuft der Riß nicht vollkommen durch, wie bisher angenommen, so resultiert trotzdem eine schwächere Übertragung, weil der übertragende Querschnitt verringert ist.

[1]) Vgl. hierzu L. Bergmann, Ultraschall, S. 164.
[2]) R. Schmidt, Ing.-tech. 5 (1934), S. 360.

Gelegentlich einer neueren Untersuchung von eisenbewehrten Betonbalken auf ihren dynamischen Elastizitätsmodul und ihre Dämpfung wurde bei zwei gleichen Stücken von 2,60 m Länge festgestellt, daß der eine Balken eine tiefste Biegungseigenschwingung von 48 Hz, der zweite dagegen eine von 33 Hz besaß. Da beide in genau gleicher Weise hergestellt waren und lediglich der eine von ihnen, derjenige mit der tieferen Eigenfrequenz in Vorversuchen stärker belastet worden war,

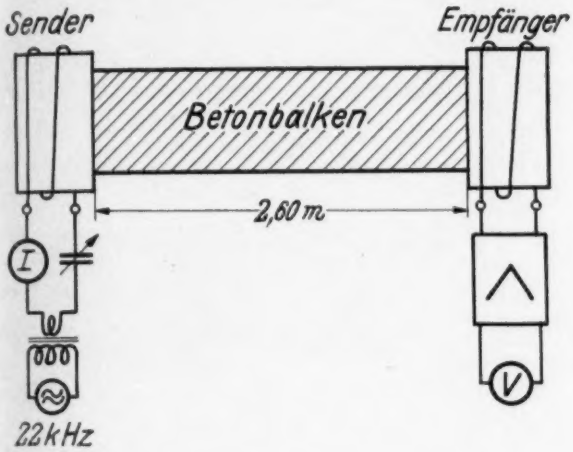



Abb. 1. Versuchsanordnung zur Messung der Schallübertragung in Betonbalken

konnte der Unterschied in den Eigenfrequenzen nur in nicht sichtbaren Fehlern dieses Balkens gesucht werden. Um die Vermutung zu prüfen, wurden beide Stäbe in der Längsrichtung mit Ultraschallwellen erregt. Sender und Empfänger hierzu waren Magnetostriktionsgeräte[3]) mit einer Eigenfrequenz von 22,5 kHz, die beiderseits an den Balkenenden angebracht wurden. Die Apparate bestehen aus einer großen Reihe parallel liegender Bleche (Fläche $8{,}5 \times 17$ cm²) und haben eine niederohmige elektrische Wicklung von wenigen Windungen; wegen ihres robusten mechanischen Aufbaus sind sie für die Versuche dieses und des nächsten Abschnittes besonders geeignet. Abb. 1 zeigt das Schaltungsschema. Der elektrische Sender mit 1,5 Watt Ausgangsleistung liegt über einen abgestimmten Sekundärkreis an dem einen Magnetostriktionsgerät; die in der Wicklung des zweiten Gerätes, des Empfängers, induzierte EMK wird nach Verstärkung an einem Ventilvoltmeter abgelesen. Der Betonbalken selbst wird aufgehängt oder auf Faserstoffstreifen aufgelegt. Wichtig ist das Anbringen der Systeme an den Balken. Sie können entweder angepreßt, angegipst oder über eine Wasserschicht angekoppelt werden. Das erste Verfahren ist zwar möglich, liefert aber veränderliche Ergebnisse, weil immer zwischen Gerät und Untersuchungsobjekt feine Luftspalte bleiben. Durch eine zwischengeschaltete Wasserschicht wird dies vermieden. Sie wird zweckmäßig gleich $\lambda/2$ oder einem Mehrfachen von $\lambda/2$ gemacht, weil man dann ein Optimum der Anpassung von Sender bzw. Empfänger und Meßobjekt erhält[4]). Die dritte Art der Systembefestigung ist das Angipsen, das naturgemäß die stärkste Schallübertragung liefert. In dieser Weise wurden die beiden in Frage stehenden Balken durchgemessen, da das zweite Verfahren der Ankopplung durch eine Wasserschicht im Falle des defekten Balkens eine zu geringe Empfangsschallstärke lieferte. Abb. 2 zeigt für beide Balken im gleichen Maßstab die vom Empfänger jeweils gelieferten Spannungen, die der Schnelle des Empfängersystems proportional sind; die Frequenz wurde bei gleichbleibender Senderstromstärke geändert[5]). Infolge der mechanischen Resonanz der Systeme erhält man die stärksten Ausschläge bei den Frequenzen 22—23 kHz. Außerdem machen sich noch Resonanzvorgänge im Balken selbst be-

[3]) Die Geräte wurden uns liebenswürdigerweise von der Schallabteilung der Firma Atlaswerke AG., Herrn Dr. Kunze, zur Verfügung gestellt.

[4]) Für die Schallübertragung sehr hoher Frequenzen ist der Unterschied zwischen trockener, fester Anpressung und einer Flüssigkeitsverbindung noch ausgeprägter, da der Federungswiderstand eines vorhandenen Luftpolsters noch kleiner wird. Bei Versuchen mit der Frequenz 300 kHz war es unmöglich, den in einem Stab befindlichen Ultraschall mit einem fest angepreßten Taststift abzunehmen; am anderen Ende des Taststiftes befand sich ein abgestimmter Empfängerquarz. Nur ein Flüssigkeitsfilm zwischen Stab und Taststift ergab den notwendigen mechanischen Kontakt.

[5]) Die Messungen wurden von Dipl.-Ing. K. Tamm ausgeführt.

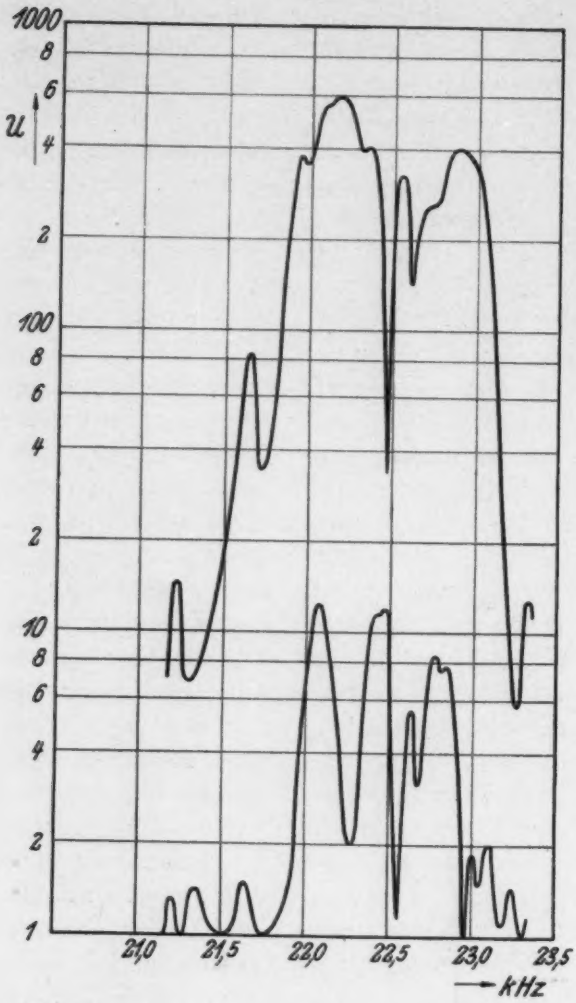



Abb. 2. Schallübertragung bei zwei Betonbalken; Spannung am Abnahmesystem in Abhängigkeit von der Frequenz

merkbar. Für die beiden Balken sind die Mittelwerte der Wechselspannung, die man durch Messung mit einem genügend breiten Heulton erhalten könnte, um etwa den Faktor 50 verschieden, und zwar in dem Sinne, daß der Balken mit der niedrigen Eigenfrequenz, der also nicht in Ordnung ist, weniger Schall hindurchläßt. Durch Abtasten des Balkens mit dem Empfänger konnte auch die ungefähre Lage der Fehlerstellen ermittelt werden.

Die vorstehende Messung zeigt, daß auch tiefere Ultraschallfrequenzen Materialfehler feststellen lassen. Dabei ist die Einfachheit der Geräte bemerkenswert.

## 2. Der Abbindevorgang bei Zementmischungen[6])

Hierzu wurde die gleiche Apparatur wie in Abb. 1 benutzt. Zwischen die Magnetostriktionsgeräte kommt in einer Schichtstärke von 3—4 cm der fertiggemischte Zement (Portlandzement mit 26% Wasser); die zum Empfänger übertragene Schallstärke wird während des Abbindens gemessen. Abb. 3 zeigt in einem logarithmischen Zeitmaßstab das Anwachsen der empfangsseitig erhaltenen Wechselspannung, für die gleichfalls eine logarithmische

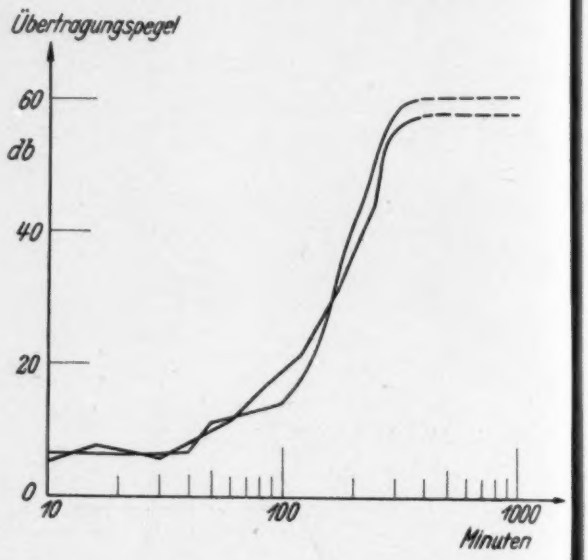



Abb. 3. Schallübertragung bei einer abbindenden Zementschicht zwischen zwei Magnetostriktionsgeräten

Skala (db-Skala) gewählt ist. Man erkennt, daß die Reaktion nach 50 Minuten beginnt und im wesentlichen nach 300 Minuten beendet ist. Da bei diesem Vorgang nicht bloß das Abbinden des Zements, sondern auch sein zunehmendes „Anwachsen" an die Metallflächen von Sender und Empfänger geprüft wird, wurde eine zweite Versuchsreihe durchgeführt, bei der sich zwischen Zement und Magnetostriktionsgeräten

[6]) Diese Messungen wurden durch eine Besprechung mit Herrn Dr. HUMMEL, Staatliches Materialprüfungsamt, Berlin-Dahlem, angeregt. Wir sind ihm für eine Reihe von Ratschlägen zu Dank verpflichtet.

eine Flüssigkeitsschicht befindet. Diese besteht aus zwei Schichten; mit Rücksicht auf die Eigenschaften des flüssigen Zements wird dieser in Terpentin eingebettet; mit Rücksicht auf die mit Gummi umkleidete Wicklung sind Sender und Empfänger vom Wasser umgeben. Getrennt sind beide Flüssigkeiten durch eine dünne Weißblechmembran. Die in dieser Versuchsreihe erhaltenen Werte, bei denen also der Zement von Terpentin umgeben ist, zeigt Abb. 4. Trotz der Streuung im einzelnen ergeben die 4 durchgeführten Versuche, daß

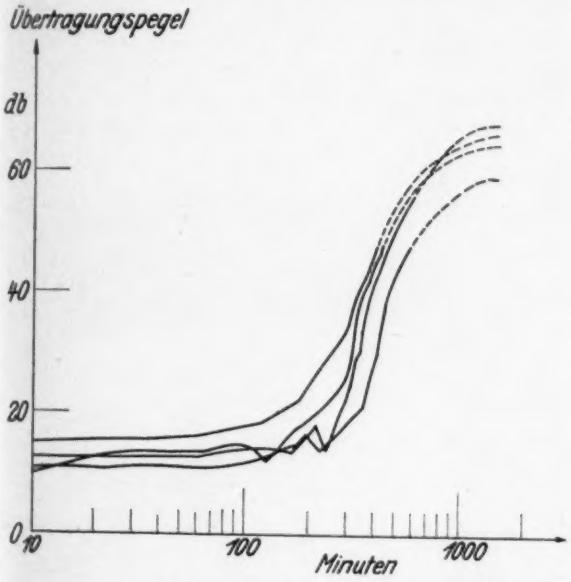



Abb. 4. Schallübertragung bei einer abbindenden Zementschicht, die über eine Flüssigkeitsschicht mit den Magnetostriktionsgeräten gekoppelt ist

schalltechnisch die Reaktion nach etwa 200 Minuten bemerkbar und nach etwa 800 Minuten abgeschlossen ist; von da ab ändert sich die Übertragungseigenschaft nur unwesentlich bis 1500 Minuten, d. h. bis 12 Stunden später. Auch für diese Versuche bewährte sich die Einfachheit der Schallgeräte.

### 3. Beeinflussung des Luftschallfeldes durch Schallschluckstoffe

Von G. v. Békésy[7]) wurde darauf hingewiesen, daß bei einer Schallausbreitung parallel zu einer schallschluckenden Fläche die Schallintensität mit der Entfernung vom Sender schneller abfällt, als es der geometrischen Ausbreitung entspricht. Eine solche zusätzliche Abnahme tritt in Abständen bis zu einer Wellenlänge von der Schluckfläche auf. Neuerdings ist diese Frage im Rahmen von schallgedämpften Räumen von Bedell[8]) und von Janovsky und Spandöck[9]) erörtert worden; insbesondere zeigen die beiden letztgenannten Autoren, daß die Schallrichtung in der Nähe des absorbierenden Stoffes geändert wird und damit Fehlpeilungen von Schallquellen auftreten. Die Änderung geschieht in dem Sinne, daß die Wellenfront an dem Stoff zurückbleibt.

Man kann die beschriebene Erscheinung bei Ultraschall der eben angewendeten Frequenz 20 kHz besonders gut studieren, weil dann die Wellenlängen in Luft eine sehr handliche Größenordnung haben. Da die zuvor benutzten Magnetostriktionsgeräte nicht genügend gleichmäßig an allen Stellen schwingen, wurde ein Nickelstab benutzt. Abb. 5 zeigt die Meßeinrichtung. Die Richtung der Wellenfront wird mit einer Rayleighscheibe von 3 mm Durchmesser, die an einem 3 $\mu$ starken Platinfaden aufgehängt ist, gemessen. Bekanntlich stellt sich die Scheibe senkrecht zur Bewegungsrichtung der Luftteilchen und damit in Richtung der Wellenfront ein. Normalerweise wird die

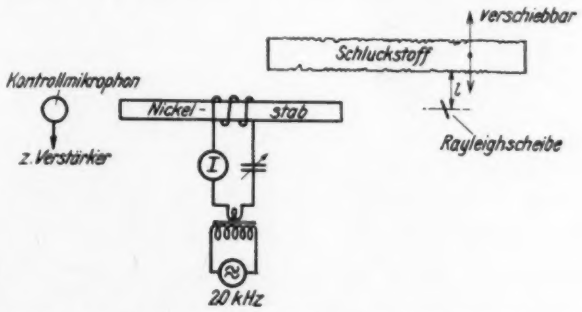



Abb. 5. Messung der Schallstärkenabnahme und der Schallrichtungsänderung in der Nähe einer schallschluckenden Fläche mit Hilfe der Rayleighscheibe

Rayleighscheibe zur Intensitätsmessung benutzt und unter 45° zur Wellenrichtung ge-

[7]) G. v. Békésy, Z. techn. Physik 14 (1933), S. 6.

[8]) E. H. Bedell, J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 118.

[9]) W. Janovsky u. F. Spandöck, Akust. Z. 2 (1937), S. 322.

stellt. Man kann aber einfacher mit ihr eine Richtungsbestimmung vornehmen; man hat dazu nur den Torsionskopf des Aufhängefadens so weit nachzudrehen, daß die Scheibe bei Ein- und Ausschalten der Schallquelle keinerlei Drehung mehr ausführt. Die so eingestellte Lage ist entweder mit Lichtstrahl und Skala

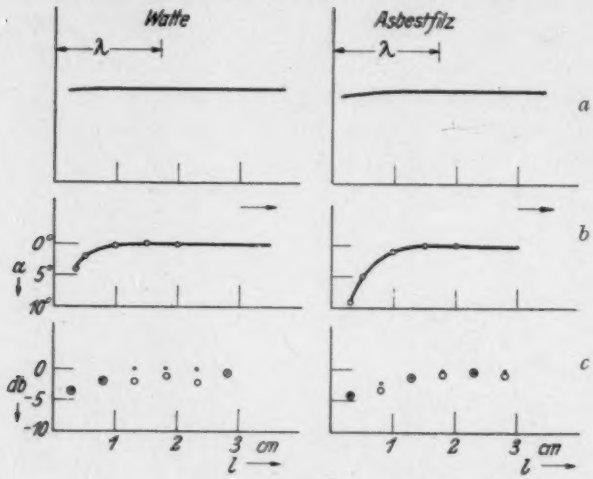



Abb. 6. Schallstärkeabnahme und Schallrichtungsänderung von Ultraschall der Wellenlänge 1,7 cm in der Nähe von Watte und Asbestfilz

oder bei genügend konstanter Nullpunktslage des Gehänges am Torsionskopf unmittelbar abzulesen. Die RAYLEIGHscheibe befindet sich in der Versuchsanordnung einige Zentimeter vor dem Ende des Magnetostriktionsstabes; der Schallschluckstoff von genügender räumlicher Ausdehnung wird während der Messung an Stab und RAYLEIGHscheibe herangebracht oder davon wegbewegt. Die dabei eintretende Änderung der Richtung der RAYLEIGHscheibe wird abgelesen. In einem zweiten Versuch wird noch die RAYLEIGHscheibe unter 45° gestellt und die Intensität in der üblichen Weise bestimmt. Abb. 6 stellt die Meßergebnisse für zwei Schluckstoffe dar, für Watte und Asbestfilz von 4 cm Stärke; sie haben die Schluckzahlen 94% und 86% gemessen für die Schalleinfallswinkel 20—60°. Die Kurven *a* und *b* geben die Lage der Wellenfront bzw. die Winkeländerung *a* an; die Winkeländerung beträgt bei Watte bis zu 4°, bei Asbestfilz, der einen größeren Strömungswiderstand hat, bleibt die Wellenfront noch stärker am Material zurück, der Winkel ändert sich bis zu 9°. Die Kurven *c* zeigen die auftretende Intensitätsschwächung (in db). Als Abszisse ist stets die Entfernung Meßpunkt = Schluckfläche angegeben. Die Beeinflussungszone beträgt bei der hier erreichten Meßgenauigkeit etwa eine Wellenlänge. Ähnliche Verhältnisse wurden auch bei Schlackenwolle beobachtet.

Diese Versuche zeigen, daß man Ultraschallfrequenzen des Bereiches um 20 kHz auch für modellmäßige Studien, im vorliegenden Falle der Schallschluckung von parallel zu einer Schluckfläche laufenden Schallstrahlen gut verwenden kann.

### *Zusammenfassung*

Mit magnetostriktiven Ultraschallgeräten der Frequenz 20 kHz werden Materialprüfversuche ausgeführt. Es werden Risse in Betonbalken, der Abbindevorgang von Zementmischungen und die Schallfeldbeeinflussung parallel zur Oberfläche eines Schallschluckstoffes untersucht.

(*Eingegangen am 22. Februar 1938.*)

# Zur Bestimmung des Schluckgrades bei schrägem Schalleinfall

Von K. Schuster

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu Breslau

*(Mit 4 Textabbildungen)*

In den letzten Jahren hat L. CREMER[1]) zur Bestimmung des Schluckgrades bei schrägem Schalleinfall mehrere Methoden angegeben, bei denen — z. T. unter Benutzung von Druckgradienten-Empfängern — das Schallfeld in der Nähe der absorbierenden Wand abgetastet wird. Nur bei solchen Messungen in Wandnähe können die Störungen durch Randbeugung vermieden werden. In der folgenden kurzen Bemerkung soll zunächst gezeigt werden, daß speziell bei Einfallswinkeln von $45^0$ und von $55^0$ (genauer $54^0\,44'$) die Schluckgradbestimmung durch wandnahe Schallfeldmessung in einer Anordnung erfolgen kann, die den Vorteil größerer Raumersparnis bieten dürfte. Weiterhin soll auf die Möglichkeit hingewiesen werden, Schluckgradmessungen bei schrägem Einfall nach der vom Verfasser angegebenen Vergleichsmethode[2]) auszuführen. Endlich soll eine von VAN DEN DUNGEN geäußerte Bemerkung richtiggestellt werden.

1. Zur Messung des Schluckgrades bei $45^0$ Einfallswinkel kann man folgende Anordnung wählen: Man setzt 2 Stücke des zu untersuchenden Materials unter einem rechten Winkel zusammen und läßt den Schall senkrecht zur Schnittkante in Richtung der Winkelhalbierenden einfallen. Wir legen ein kartesisches Koordinatensystem so, daß die $z$-Achse mit der Schnittkante der beiden Schluckstoffplatten übereinstimmt und daß die $x$-Achse und die $y$-Achse in den Vorderflächen der Platten verlaufen (Abb. 1). Der Schall fällt parallel zur $xy$-Ebene in Richtung der Winkelhalbierenden $x = y$ ein. Das Schallfeld in dem Winkelraum setzt sich dann aus vier fortschreitenden Wellenzügen zusammen: der einfallenden Welle $\varphi_1$ (Amplitude $A$), weiterhin zwei einander entgegenlaufenden Wellenzügen $\varphi_2$ und $\varphi_3$ mit gleicher Amplitude $B$, die sich senkrecht zur einfallenden Welle ausbreiten, und schließlich einer Welle $\varphi_4$ mit der Amplitude $C$, die entgegengesetzt zur einfallenden Welle verläuft. Die beiden Wellenzüge $\varphi_2$ und $\varphi_3$ haben eine Reflexion, der Wellenzug $\varphi_4$ hat zwei Reflexionen erlitten. Bezeichnen wir das Reflexionsvermögen mit $r$ (Schluckgrad $a = 1 - r$) und den Phasensprung mit $\vartheta$, so ist also $B = A \cdot \sqrt{r} \cdot e^{j\vartheta}$ und $C = A \cdot r \cdot e^{2j\vartheta}$. Das Geschwindigkeitspotential auf der Winkelhalbierenden $x = y$ wird dann bis auf einen konstanten Faktor

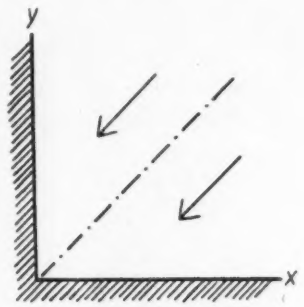



Abb. 1. Anordnung der Schluckstoffplatten bei $45^0$ Einfallswinkel

$$\varphi = e^{+jks} + 2\sqrt{r} \cdot e^{j\vartheta} + r \cdot e^{2j\vartheta} \cdot e^{-jks},$$

wobei $k$ die Wellenzahl und $s = \sqrt{2} \cdot x = \sqrt{2} \cdot y$ den Abstand des Aufpunktes von der Schnittkante bedeutet. Für den Verlauf der Schall-

[1]) L. CREMER, Elektr. Nachr.-Techn. 10 (1933), S. 302; Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 36.

[2]) K. SCHUSTER, Z. techn. Physik 35 (1934). S. 408; Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 164.

druckamplitude $P$ ergibt sich bis auf einen konstanten Faktor

$$P = 1 + r + 2\sqrt{r} \cdot \cos(k s - \vartheta) .$$

$P$ nimmt für $\cos(k s - \vartheta) = +1$ seinen Maximalwert, für $\cos(k s - \vartheta) = -1$ seinen Minimalwert an. Das Verhältnis $v = \frac{P_{max}}{P_{min}}$ wird daher

$$v = \left(\frac{1+\sqrt{r}}{1-\sqrt{r}}\right)^2 .$$

Man könnte nun grundsätzlich aus dem gemessenen Verhältnis $v$ den Schluckgrad bestimmen. Der Wert von $v$ wird aber schon für verhältnismäßig geringe Reflexionsvermögen beträchtlich; für $r = a = 50\%$ wird beispielsweise $v = 35$. Es ist daher im allgemeinen nicht möglich, aus dem Verlauf der Schalldruckamplitude einen genauen Wert für den Schluckgrad zu entnehmen. Ein in dieser Hinsicht günstigeres Verhalten zeigt die Amplitude $U$ des Schalldruckgradienten in der $s$-Richtung, da hier die Wirkung der quer verlaufenden Wellen ausgeschaltet wird. Es ist bis auf einen konstanten Faktor

$$U = \sqrt{1 + r^2 - 2r\cos[2(k s - \vartheta)]} .$$

$U$ nimmt für $\cos[2(k s - \vartheta)] = -1$ seinen Maximalwert, für $\cos[2(k s - \vartheta)] = +1$ seinen Minimalwert an. Das Verhältnis $v$ des Maximalwertes zum Minimalwert wird

$$v = \frac{1+r}{1-r} .$$

Dieses Resultat ist unmittelbar einleuchtend. Denn die gewöhnliche Methode der stehenden Wellen liefert für senkrechten Einfall

$$v = \frac{1+\sqrt{r}}{1-\sqrt{r}} ;$$

da in unserem Fall die zurückkehrende Welle zweimal reflektiert worden ist, ist einfach $\sqrt{r}$ durch $r$ zu ersetzen. Mißt man längs der Winkelhalbierenden mit einem Schalldruckgradientenempfänger den Verlauf des Druckgradienten aus, so erhält man also den gesuchten Schluckgrad $a$ aus dem Verhältnis $v$ durch die einfache Beziehung

$$a = \frac{2}{v+1} .$$

Zur Messung des Schluckgrades bei 55° Infallswinkel setzen wir drei Platten des Schluckstoffes zu einer Würfelecke zusammen und lassen den Schall in Richtung der Würfeldiagonalen einfallen, so daß er unter einem Einfallswinkel von 54° 44′ auf die drei Schluckstoffplatten auftrifft. Die Achsen unseres Koordinatensystems sollen mit den drei Schnittkanten zusammenfallen. Das gesamte Wellenfeld besteht jetzt aus acht fortschreitenden ebenen Wellen. Um ihre Richtungen leicht übersehen zu können, denken wir uns die Würfelecke zu einem Würfel ergänzt (Abb. 2). Die Richtung der einfallenden Welle $\varphi_1$ (Amplitude $A$) stimmt mit der Richtung der Würfeldiagonalen $\vec{40}$ überein. Es bilden sich dann zunächst drei Wellen $\varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ aus, deren Richtungen durch die Würfeldiagonalen $\vec{1'1}$, $\vec{2'2}$, $\vec{3'3}$ gegeben sind; da sie eine Reflexion erlitten haben, beträgt ihre Amplitude $B = A \cdot \sqrt{r} \cdot e^{j\vartheta}$. Weiterhin existieren drei Wellen $\varphi_5, \varphi_6, \varphi_7$, die in den Richtungen $\vec{11'}$, $\vec{22'}$, $\vec{33'}$ verlaufen; sie haben zwei Reflexionen erfahren und besitzen daher die Amplitude $C = A \cdot r \cdot e^{2j\vartheta}$. Endlich verläuft eine Welle $\varphi_8$ in der Richtung $\vec{04}$ der einfallenden Welle entgegen; die Zahl der Reflexionen beträgt für diese Welle drei, so daß ihre Amplitude $D = A \cdot r\sqrt{r} \cdot e^{3j\vartheta}$ wird. Bildet man das Geschwindigkeitspotential des gesamten Wellenvorganges längs der Würfeldiagonalen $x = y = z = \frac{s}{\sqrt{3}}$, so erhält man bis auf einen konstanten Faktor

$$\varphi = e^{+jks} + 3\sqrt{r} \cdot e^{j\vartheta} \cdot e^{+\frac{1}{3}jks} + 3r \cdot e^{2j\vartheta} \cdot e^{-\frac{1}{3}jks} + r\sqrt{r} \cdot e^{3j\vartheta} \cdot e^{-jks} .$$

Daraus ergibt sich für den Verlauf der Schalldruckamplitude

$$P = \left[1 + r + 2\sqrt{r}\cos\left(\frac{2}{3}ks - \vartheta\right)\right]^{\frac{3}{2}}$$

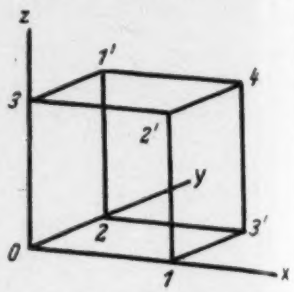



Abb. 2. Zum Verlauf der Schallwellen in der Würfelecke

und für das zugehörige Verhältnis der Extremwerte

$$v = \left(\frac{1+\sqrt{r}}{1-\sqrt{r}}\right)^3.$$

Aus dem gleichen Grunde wie bei dem 45°-Einfall kommt die Messung des Schalldruckverlaufs für Schluckgradbestimmungen im allgemeinen nicht in Frage. Für das Quadrat der Amplitude $U$ des Druckgradienten in der $s$-Richtung ergibt sich bis auf einen konstanten Faktor

$$U^2 = (1 + r + r^2 + r^2) + 2\sqrt{r}\cdot(1 - r + r^2)\cdot\cos\left[\frac{2}{3}\left(ks - \frac{3}{2}\vartheta\right)\right] - 2r\cdot(1+r)\cdot\cos\left[\frac{4}{3}\left(ks - \frac{3}{2}\vartheta\right)\right] - 2r\sqrt{r}\cdot\cos\left[\frac{6}{3}\left(ks - \frac{3}{2}\vartheta\right)\right].$$

Die Funktion $U$ $(s)$ ist periodisch mit $s = \frac{3}{2}\lambda$. Abb. 3 zeigt den Verlauf von $U$ für den Fall $r = 0{,}25$, also $a = 75\,\%$. Die Kurve weist zwei Arten von Minima auf: der größere Minimalwert wird für $ks - \frac{3}{2}\vartheta = 0$, der kleinere für $ks - \frac{3}{2}\vartheta = \frac{3}{2}\pi$ erreicht. Bildet man das Verhältnis $v$ der größeren und der kleineren Minimalwerte von $U$, so wird

$$v = \frac{1+\sqrt{r}}{1-\sqrt{r}}.$$

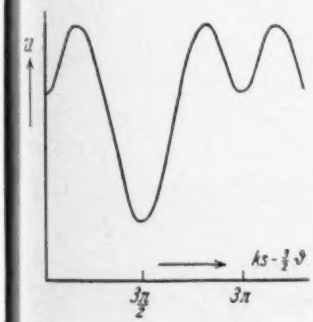



Abb. 3. Verlauf der Amplitude des Druckgradienten längs der Würfeldiagonalen

Durch Ausmessung des Schallfeldes mit einem Druckgradienten-Empfänger kann man also auch bei einem Einfallswinkel von 55° den Schluckgrad leicht bestimmen. Bei den hier vorgeschlagenen Anordnungen verläuft der von dem Schluckstoff endgültig reflektierte Schall der einfallenden Schallwelle entgegen. Aus diesem Grunde wird man bei Messungen im Laboratorium mit kleineren Räumen auskommen. Wegen der Divergenz der einfallenden Schallwelle wird man wie bisher am Endresultat eine entsprechende Korrektur anbringen müssen.

2. Da die Schluckgradbestimmung durch Ausmessung des Schallfeldes recht umständlich ist, sei im folgenden darauf hingewiesen, daß Schluckgradmessungen auch bei schrägem Einfall nach der Vergleichsmethode[3]) ausgeführt werden können. Abb. 4 zeigt schematisch den

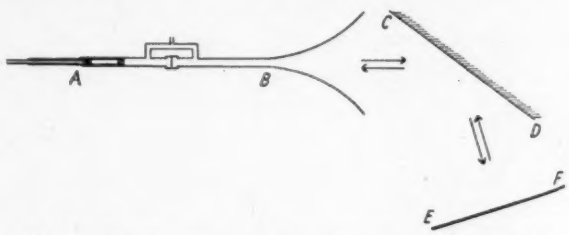



Abb. 4. Anordnung zur Schluckgradmessung nach der Vergleichsmethode

dazu notwendigen Aufbau. $AB$ stellt den Apparat zum Impedanzvergleich dar. In das Ende $A$ ist der Vergleichswiderstand hereingeschoben, an das Ende $B$ ist ein Exponentialtrichter angesetzt. Der Öffnungsdurchmesser des Trichters sei groß gegenüber den benutzten Wellenlängen. Der aus dem Trichter herauskommende Schall trifft schräg auf die Schluckstoffplatte $CD$ auf, fällt von dort senkrecht auf die starre Wand $EF$ und wird von hier wieder auf den Weg über die Schluckstoffplatte in dem Vergleichsapparat zurückgeworfen. Wenn der Trichter sich ideal verhält, d. h. keine Reflexion hervorruft, und wenn die Divergenz der Welle zu vernachlässigen ist, ist die Intensität der in den Vergleichsapparat zurückkehrenden Welle gegenüber der aus dem Apparat herauskommenden Welle um den Faktor $r^2$ geschwächt, wenn $r$ das Reflexionsvermögen des Schluckstoffes bei dem betreffenden Einfallswinkel bedeutet; denn die Schallwelle hat ja im ganzen zwei Reflexionen an der Schluckstoffplatte erlitten. Bei einem idealen Trichter könnte man daher ohne weiteres von der Einstellung des Vergleichswiderstandes auf das Reflexionsvermögen des Schluckstoffes schließen. Andernfalls sind die Vierpoleigenschaften des Trichters zu berücksichtigen.

[3]) K. Schuster, a. a. O.

Für einen Einfallswinkel von 45° kann die Meßanordnung entsprechend dem unter 1. Gesagten abgeändert werden: man stellt dann den von den beiden Schluckstoffplatten gebildeten Winkel dem Exponentialtrichter gegenüber, so daß die von dem Schluckstoffwinkel endgültig reflektierte Schallwelle wieder in den Vergleichsapparat zurückkehrt. Die schallharte Wand fällt hier also weg. Entsprechendes gilt für die Schluckgradmessung bei 55°.

3. Zum Schluß sei noch eine kritische Bemerkung zum Schrifttum über Raumakustik gestattet: Nach den bisher angegebenen Methoden läßt sich die Winkelabhängigkeit des Schluckgrades nur bei hohen Frequenzen bestimmen, da die Abmessungen der Schluckstoffplatten groß gegenüber der Wellenlänge sein müssen. In einer kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit[4]) haben HUBERT und LOTHAR CREMER ein Meßverfahren vorgeschlagen, welches erstmalig auch für tiefe Frequenzen anwendbar ist. Dabei werden kleine rechteckige Räume in ihren tiefsten Eigenschwingungen angeregt, und der Nachhall wird gemessen. Das Verfahren beruht auf der Tatsache, daß das Schallfeld einer Eigenschwingung in einem rechteckigen Raum sich in acht ebene Wellenzüge zerlegen läßt, so daß bei einem bestimmten Eigenton auch von bestimmten Einfallswinkeln für die einzelnen Wände gesprochen werden kann. Die Zerlegung in acht Wellenzüge, die schon in einer von Prof. WAETZMANN und dem Verfasser veröffentlichten Arbeit[5]) über den Nachhall in geschlossenen Räumen vorgenommen wurde, hat VAN DEN DUNGEN irrtümlicherweise als „nicht zulässig" bezeichnet[6]). Die „Zulässigkeit" der Zerlegung ist leicht einzusehen. Die Arbeit von HUBERT und LOTHAR CREMER hat gezeigt, daß die Zerlegung darüber hinaus auch zweckmäßig und nutzbringend ist.

[4]) HUBERT CREMER und LOTHAR CREMER, Akust. Z. 2 (1937), S. 296.

[5]) K. SCHUSTER und E. WAETZMANN, Ann. Physik 5, 1 (1929), S. 671.

[6]) F. H. VAN DEN DUNGEN, „Acoustique des Salles", Paris 1934, S. 22.

*(Eingegangen am 21. Januar 1938.)*

# Untersuchungen über das Luftschraubengeräusch[1]

Von Wilhelm Ernsthausen

Mitteilung aus dem Institut für Elektrophysik der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V., Berlin-Adlershof

*(Mit 15 Textabbildungen)*

## I. Einleitung

Die Entstehung des Luftschraubengeräusches läßt sich statt an einer wirklichen Luftschraube auch an Modellschrauben oder rotierenden Profilstäben untersuchen, wenn die gleichen Strahlungseigenschaften, d. h. gleiches Verhältnis von Durchmesser zur Wellenlänge $\left(\frac{D}{\lambda}\right)$ und geometrisch ähnliche Strömungsfelder um das Profil gewährleistet sind.

Als einfachste Form einer Luftschraube kann ein Profilstab (ohne Anstellung) angesehen werden, und man kann erwarten, daß man an einer solchen Anordnung leichter einen Einblick in die verwickelten Vorgänge der Schallerregung und -abstrahlung bekommt. Weitergehende Betrachtungen durch Einbeziehen der Profilanstellung und der translatorischen Schraubenbewegung können dann zur völligen Klärung der vorliegenden Fragen führen.

Im wesentlichen besteht das Schraubengeräusch, wie zahlreiche Untersuchungen und Beobachtungen erwiesen haben [1; 5], aus einem periodischen und einem nichtperiodischen Anteil, dem Druckgeräusch oder Drehklang und dem Wirbelgeräusch. Die Grundfrequenz des Druckgeräusches hängt mit der Flügelzahl $z$ und der minutlichen Drehzahl $n$ durch $f_1 = \frac{n \cdot z}{60}$ zusammen. Das Druckgeräusch stellt in den meisten Fällen vor allem in größerer Entfernung den überwiegenden Anteil des Gesamtgeräusches.

## II. Versuchsanordnung

Die Untersuchungen wurden an einer Schraube von 0,4 m Durchmesser durchgeführt, welche als Profilstab gleicher Festigkeit (ohne Anstellung) ausgebildet war. Durch einen regelbaren Antrieb konnte sie bis $n = 17000$ bzw. bis zu einer Umfangsgeschwindigkeit von $\approx 355$ m/s geschleudert werden. Die Abb. 1 zeigt die Versuchsanordnung. Der Antrieb und

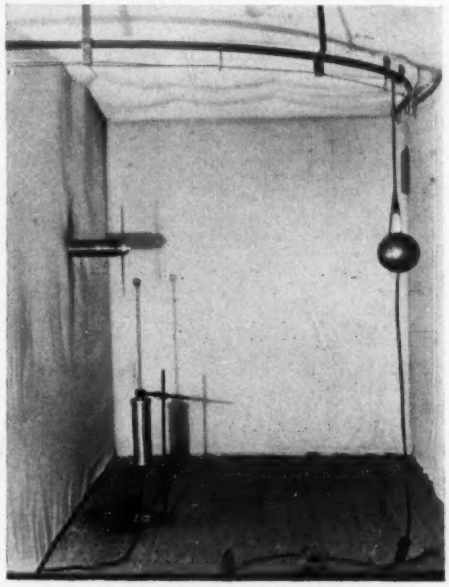


Abb. 1. Die Versuchsanordnung

die Meßgeräte befanden sich außerhalb des schallgedämpften Meßraumes.

Der Schalldruck wurde mit einem auf einer Kreisbahn um den Schraubenmittelpunkt schwenkbaren Kondensatormikrophon gemessen.

Zur Bestimmung des Profilfeldes diente ein kleines kugelförmiges Kondensatormikrophon (Abb. 2), dessen elektrostatisch gewonnene Eichkurve durch rechnerische Berücksichtigung der Drucktransformation am Mikrophonkörper in die Feldeichkurve übergeführt werden kann, da die Membran unmittelbar in die Kugeloberfläche übergeht.

Die Geräuschanalysen wurden mit dem S. & H.-Tonfrequenzspektrometer durchgeführt [2].

[1] Vgl. Luftf.-Forschg. 13 (1936), Nr. 12, S. 433.

Um die räumliche Beziehung zwischen dem zeitlichen Profilfeldverlauf am Druckmesser und der dazu gehörigen Lage des Profils zu erhalten, wurde eine Lichtquelle punktförmig auf dem Schraubenblatt abgebildet. Der Lichtstrahl, welcher auf eine hinter der Schraubenebene liegende Photozelle fiel, wurde von der vorderen Blattkante dann unterbrochen, wenn sie sich der Mitte des Druckmessers gegenüber befand. Der Photozellenstrom wurde zugleich mit dem Mikrophonstrom registriert.

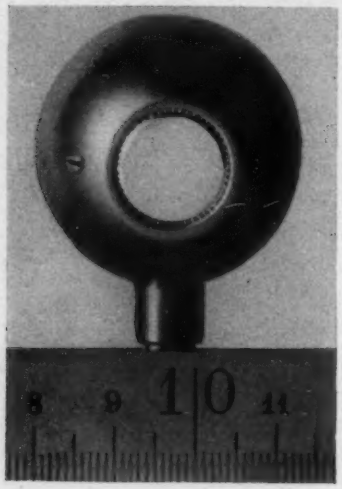



Abb. 2. Der Druckmesser

## III. Der Zusammenhang zwischen Profil- und Schallfeld

Der Erreger des periodischen Schallfeldes, des Drehklanges, ist das mit dem Schraubenblatt umlaufende statische Druckfeld. Da jedes von einem Schraubenblatt periodisch getroffene Element der Schraubenkreisfläche zum Ausgangspunkt einer Schallwelle wird, kann man sich das Schallfeld der Luftschraube von einer Kreisfläche erzeugt denken, welche mit Elementarstrahlern, deren Phase mit der Winkelgeschwindigkeit des Schraubenblattes umläuft, dicht besetzt ist. Akustisch gesehen erscheint dann statt des räumlichen Profilfeldverlaufes an einem Punkt die zeitliche Druckänderung des Elementarstrahlers. Daher soll mit Schalldruck nur der Druck an einem (entfernten) Ort des von der gesamten Schraube erregten (Schall)Feldes bezeichnet werden. Der Zusammenhang zwischen dem Profilfeld und dem Schallfeld ist dann unter Zugrundelegung der bekannten Ausbreitungserscheinungen nur durch die Strahlungseigenschaften der Schraubenkreisfläche gegeben.

Das Feld, welches sich um ein mit konstanter Geschwindigkeit durch ein inkompressibles Medium bewegtes Profil ausbildet, ist in der Aerodynamik ausführlich behandelt worden [3]. In neuerer Zeit sind auch Arbeiten bekanntgeworden, welche sich auf ein kompressibles Medium beziehen [4]. Zweifellos müßte, da es sich beim Schall um Verdichtungswellen handelt, zur Berechnung des Druckverlaufes der Elementarstrahler diese Eigenschaft des Mediums berücksichtigt werden. Der Vergleich mit dem Experiment zeigt aber, daß man in erster Näherung das Profil durch eine mit einer Parallelströmung überlagerte Doppelquelle ersetzen und sein Feld nach der Theorie der ebenen Potentialströmung berechnen kann [2]).

Das so bestimmte Druckfeld des verwendeten, symmetrisch angeströmten Profils ist in Abb. 3,

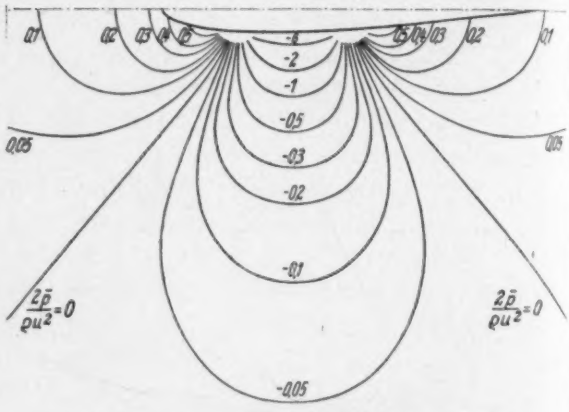



Abb. 3. Das Feld des verwendeten Profils

die Feldverteilung längs der Strömungsrichtung in drei verschiedenen Entfernungen mit der relativen Blattlage in Abb. 4 dargestellt. Abb. 5 zeigt dagegen die gemessene Druckfeldverteilung mit der im Versuch ermittelten Blattlage, welche den Ursprung der Störung eindeutig dem Profil selbst und nicht etwa seiner Wirbelschleppe zuweist.

[2]) Die ersten Messungen solcher Luftschraubenfelder hat OBATA [5] ausgeführt.

Die räumliche Abnahme des Feldes in Achsenrichtung wurde bis zu 80 mm Entfernung gemessen. Darüber hinaus treten Interferenzen mit den vom Gegenblatt erzeugten Druckwellen auf.

Der Druck des Feldes ist

$$\bar{p} \approx \gamma \varrho \frac{u^2}{x^2},$$

worin $u$ die Profilgeschwindigkeit, $x$ den Abstand in achsialer Richtung, $\varrho$ die Luftdichte und $\gamma$ einen von der Profilform abhängigen Wert bedeuten. Da aber der Druckmesser nicht $\bar{p}$, sondern den Effektivwert des zeitlichen Verlaufs $\bar{p}'$ (vgl. Abb. 4) anzeigt, welcher sich

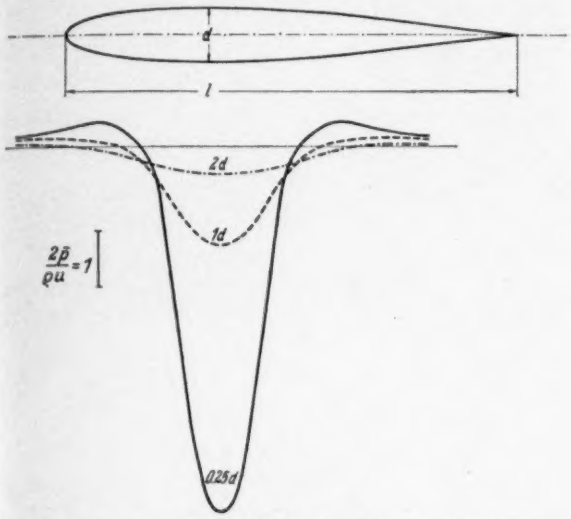



Abb. 4. Die Feldverteilung längs der Strömungsrichtung

nach Abb. 3 auch mit $x$, d. h. längs der Schraubenachse etwa linear ändert, erhält man für

$$\bar{p}' \approx \gamma \varrho \frac{u^2}{x}.$$

Diesem Ausdruck entspricht auch das in Abb. 6 dargestellte, bei einer Umfangsgeschwindigkeit $U = 50$ m/s gemessene Ergebnis.

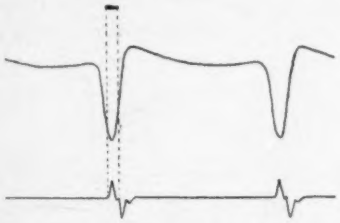


Abb. 5. Die gemessene Druckfeldverteilung mit der ermittelten Profillage

Die gleichzeitige Messung des Schalldruckes und des Felddruckes in Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit (Abb. 7) ergibt, daß sich bis $U \approx 140$ m/s der Felddruck der Theorie entsprechend etwa mit $U^2$ ändert. Bei höheren Umfangsgeschwindigkeiten besteht dieser Zusammenhang nicht mehr. In jedem Falle jedoch ändert sich der Schalldruck mit einer höheren Potenz als der Felddruck, was auf die

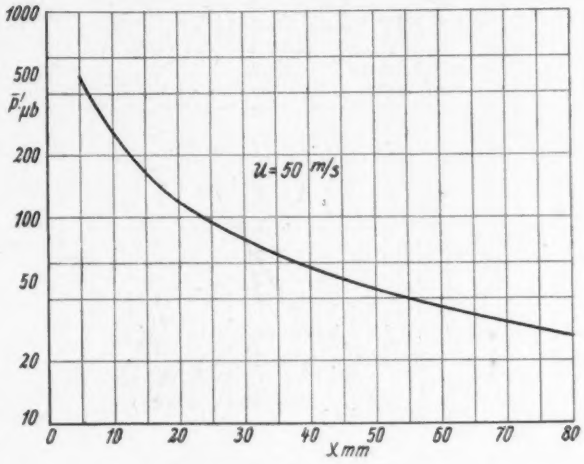



Abb. 6. $\bar{p}'$ als Funktion von $x$

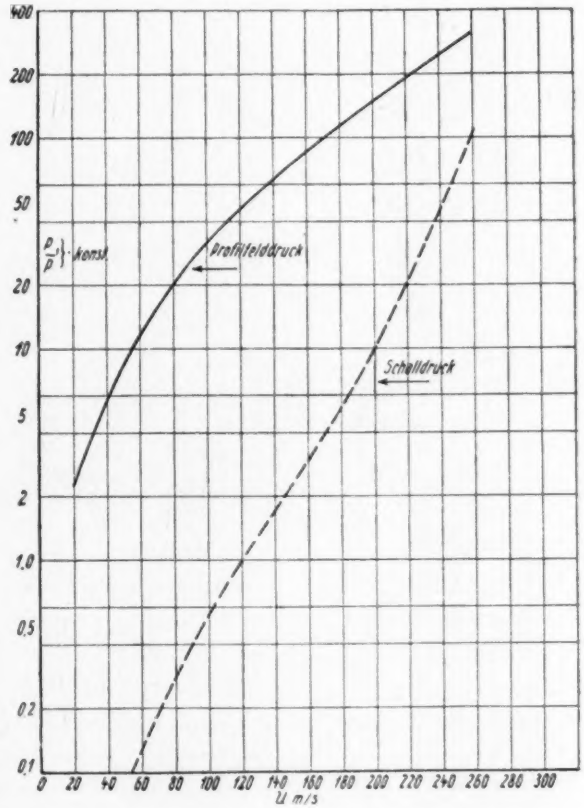



Abb. 7. $p$ und $\bar{p}'$ als Funktion von $U$

Zunahme der Strahlungsleistung bei steigender Grundfrequenz zurückzuführen ist.

Das Oszillogramm des Schalldruckes in der Schraubenebene bei $U = 280$ m/s (Abb. 8)

Abb. 8. Schalldruck in der Schraubenebene

weist zwar noch eine ähnliche Struktur wie das Profilfeld (Abb. 5) auf, jedoch werden die höheren Harmonischen, wie die mechanischen Analysen beider Oszillogramme (Abb. 9) zeigen,

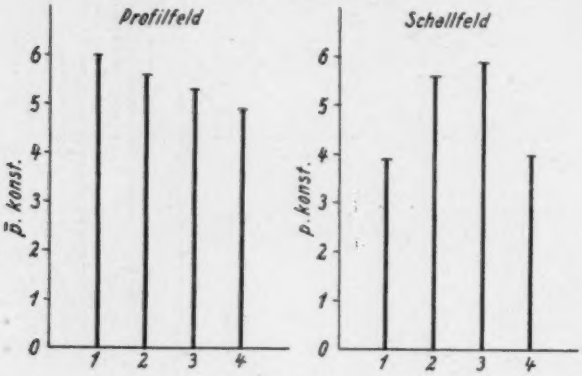



Abb. 9. Analysen der Oszillogramme in Abb. 5 und 8

bevorzugt abgestrahlt. Bei niedriger Umfangsgeschwindigkeit war der Schalldruck der Schraube gegenüber dem der Störquellen so klein, daß kein reelles Oszillogramm erhalten werden konnte.

Nach den bisherigen Untersuchungen entsteht der Drehklang einer Luftschraube dadurch, daß die um die Schraubenblätter ausgebildeten Felder in jedem Punkt der Schraubenkreisfläche eine Druckänderung $\left(-\varrho \frac{d\varphi}{dt}\right)$ erregen. Diese Störungen breiten sich von den Erregungszentren (Elementarstrahler) in Form von Schallwellen aus. Die Größe des Schalldruckes, sein Spektrum und seine räumliche Verteilung hängen einerseits von der Profilform und dem Anstellungswinkel bzw. von dem durch das Profil in der Zeiteinheit verdrängten Mediumvolumen und andererseits von den Strahlungseigenschaften der Elementarstrahler und der Schraubenkreisfläche ab.

## IV. Die Schalleistung

Ihre Größe ist durch die Form der Richtcharakteristik und durch die Amplitude der Elementarstrahler bestimmt.

Die Richtcharakteristiken des Drehklanges zeigen ein Hauptmaximum in der Schraubenebene (nicht angestelltes Profil), da durch die umlaufende Phase alle Schallanteile auf der Schraubenachse gelöscht werden. Die Richtcharakteristiken des Wirbelgeräusches dagegen haben das Maximum auf der Schraubenachse.

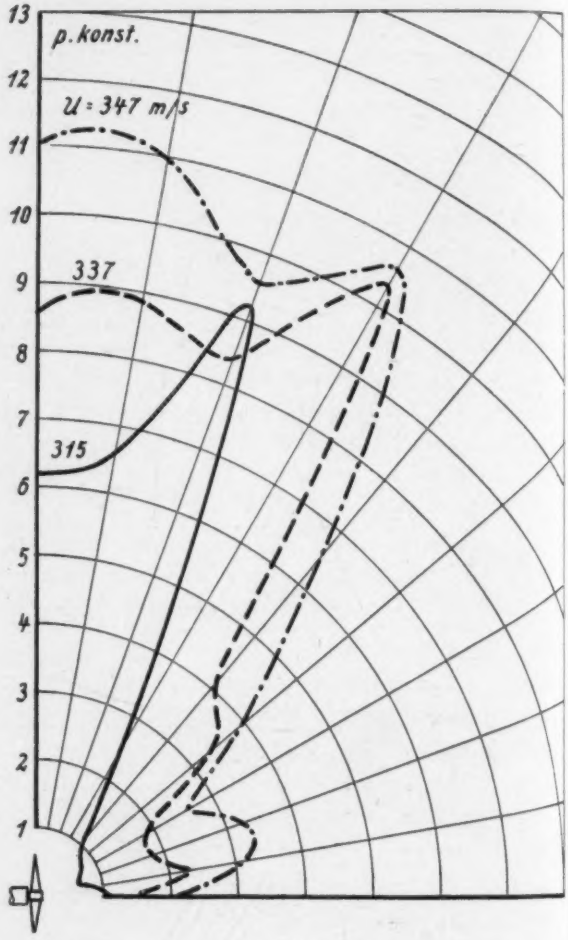



Abb. 10. Richtcharakteristiken des Grundtones

Bei der Aufnahme der Richtcharakteristiken wurde das Gesamtgeräusch durch Filter in den Drehklang und in das frequenzmäßig viel höher liegende Wirbelgeräusch aufgespalten. Für den

Grundton z. B. erhält man für drei verschiedene Umfangsgeschwindigkeiten die Kurven der Abb. 10. Der Grund für die scheinbaren Nebenmaxima ist wohl in erster Linie in der unvollkommenen Dämpfung des Meßraumes zu suchen. Während hier das Maximum in der Schraubenebene liegt, ist das Maximum des Wirbelgeräusches dagegen um $90^0$ verschoben, liegt also in der Achsenrichtung (Abb. 11). Diese

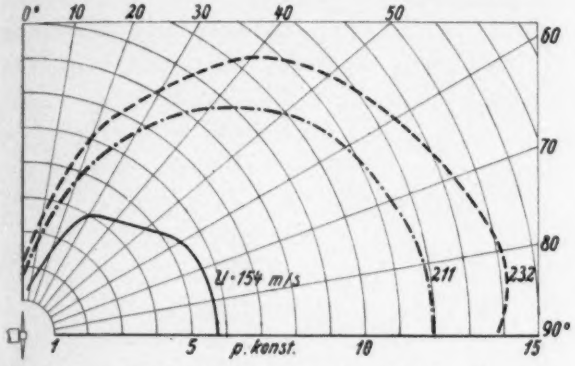



Abb. 11. Richtcharakteristiken des Wirbelgeräusches

Kurven sind wegen der sehr kleinen Wellenlängen des Wirbelgeräusches viel gleichmäßiger.

Aus den Richtcharakteristiken ergibt sich die Schalleistung einiger Teiltöne (Abb. 12) und die Schalleistung des gesamten Druck- und Wirbelgeräusches (Abb. 13) als Funktion der Umfangsgeschwindigkeit.

Aus Abb. 12 entnimmt man, daß im Schal- die höheren Harmonischen vorherrschen, wähl rend mit sinkender Umfangsgeschwindigkeit der Grundton relativ zu den Obertönen ansteigt. Man kann erwarten, daß er bei noch niedrigerer Umfangsgeschwindigkeit überwiegt, jedoch war der Messung wegen des Störspiegels schon vorher eine Grenze gesetzt. Der unregelmäßige Kurvenverlauf kann sowohl auf das Auftreten von Reflexionen als auch auf die endliche Flankensteilheit der Filterdämpfungskurven zurückgeführt werden.

Die Anwesenheit von Hindernissen (Tragflügel, Leitflächen) im Nahfeld der Schraube führt zur Abstrahlung eines erhöhten Schalldruckes, da beim Vorbeistreichen des Schraubenflügels an dieser Stelle auch die Änderung des Feldpotentials größer wird. Zur Untersuchung dieser Fragen wurde der in verschiedenen Abständen vom Schraubenblatt durch ein über den Schraubendurchmesser ausge-

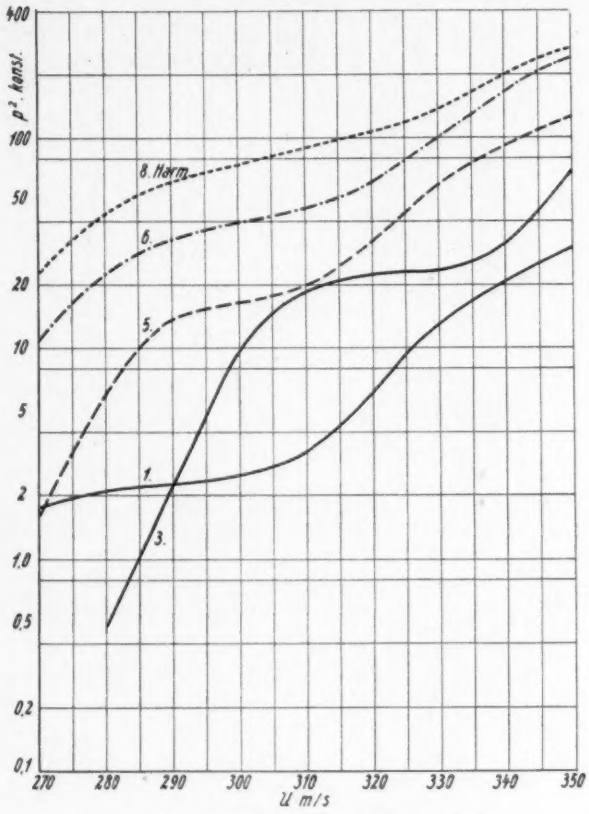



Abb. 12. Schalleistung der Teiltöne

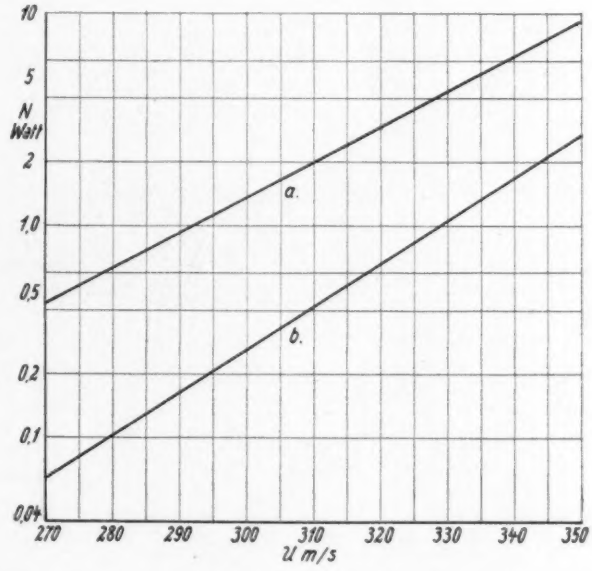



Abb. 13. Schalleistung des gesamten Druck- *(a)* und Wirbelgeräusches *(b)*

dehntes tragflügelähnliches Hindernis erzeugte Schalldruck gemessen. Bei der gewählten Umfangsgeschwindigkeit ($U = 137$ m/s) gab die ungestörte Schraube keine meßbare Schallleistung ab. Die so ermittelten Richtcharak-

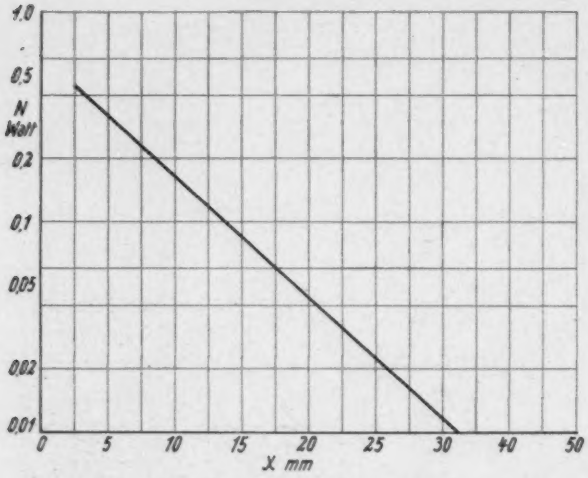



Abb. 14. Schalleistung in Abhängigkeit von der Hindernisentfernung

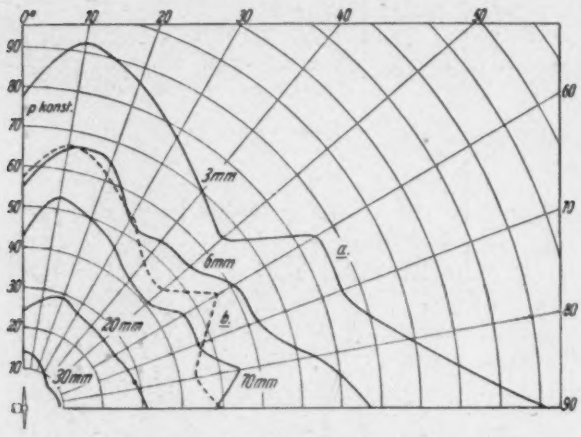



Abb. 15 Richtcharakteristiken bei verschiedener Hindernisentfernung, *a)* für ein zweiflügeliges *b)* für ein einflügeliges Hindernis

teristiken (Abb. 15) zeigen mit abnehmender Hindernisentfernung zugleich mit einem starken Anstieg der Schalleistung (Abb. 14) eine Drehung des Maximums um 90°. Das ganze Hindernis wirkt im wesentlichen wie zwei feste gleichphasige Strahler, deren Intensität mit zunehmender Hindernisnähe und Umfangsgeschwindigkeit wächst (Abb. 15a), während das halbe nur bis zur Schraubenachse reichende Hindernis einem einzelnen Strahler ohne ausgeprägte Richtwirkung gleichkommt (Abb. 15b).

Der Einfluß des Hindernisses beschränkt sich in vorliegendem Falle nur auf die unmittelbare Nähe. Er vergrößert sich jedoch erheblich bei normalen Umfangsgeschwindigkeiten und angestellten Profilen. Aus akustischen Gründen sind daher gegenläufige Schrauben in geringem Abstand auf gleicher Achse oder Schrauben mit Leitflächen, welche aerodynamische Vorteile bieten, abzulehnen.

### *Zusammenfassung*

Die Untersuchungen hatten folgendes Ergebnis:

Der Drehklang entsteht dadurch, daß die um die Flügel ausgebildeten statischen Druckfelder in jedem Punkt der Schraubenkreisfläche eine Druckänderung erregen. Diese Elementarstörungen erregen dann zusammen das gesamte Schraubenschallfeld. Die Größe des Schalldruckes, das Spektrum und die Richtcharakteristik hängen daher von der Profilform, von dem Anstellungswinkel, von dem in der Zeiteinheit vom Schraubenflügel verdrängten Mediumvolumen und von den Strahlungseigenschaften der Schraubenkreisfläche ab $\left(\frac{D}{\lambda}\right)$.

Der Drehklang wird vorwiegend in Richtung der Schraubenebene, das weniger wichtige Wirbelgeräusch in Richtung der Schraubenachse abgestrahlt.

Hindernisse in der Nähe des Schraubenblattes erhöhen das Geräusch und verändern die Richtwirkung.

Schrifttum

1. Z. B. Waetzmann, Z. techn. Physik 2 (1921).
2. Freystedt, Z. techn. Physik 12 (1935).
3. Z. B. Weinig, Luftf.-Forschg. 12 (1935), S. 222.
4. Z. B. Prandl, Luftf.-Forschg. 13 (1936), S. 313.
5. Obata u. Mitarb., Rep. aeron. Res. Inst., Tokyo (1932). Nr. 79 u. 80; (1933), Nr. 99 u. 132.

*(Eingegangen am 4. Februar 1938.)*

# Über Versuche mit einem Schallerzeuger starker Leistung

Von F. Bruns

*(Mit 21 Textabbildungen)*

Zu den im folgenden beschriebenen Versuchen mit einem neuartigen Schallerzeuger wurde eine Kundtsche Röhre von 1 m Länge und 3 cm lichter Weite benutzt. Die Röhre war einseitig oder beiderseitig mit einer dünnen Membran aus medizinischem Gummi verschlossen. Durch kontinuierliche Änderung der Frequenz des Schallerzeugers konnten die Resonanzfrequenzen der Röhre leicht gefunden werden. Zeitweilig wurde auch ein 40 cm langes Verlängerungsrohr, das genau in die Röhre paßte, benutzt. Der Schall wurde in der Weise erzeugt, daß in der Röhre selbst periodische Saugimpulse erregt wurden. Daher war der Verlust an Schallenergie durch Strahlung nur gering. Es wurden vorläufig nur Frequenzen von 300—600 Hz verwandt. Bei 600 Hz ließ sich ein Gesamtausschlag der Membran von 8 mm erreichen. Das entspricht einer Maximalbeschleunigung von etwa 5800 g.

Die Kundtschen Staubfiguren ließen sich in üblicher Weise mit Korkpulver sehr wirksam erzeugen, das Pulver bildete zentimeterhohe Querwände in der Röhre (s. Abb. 1). Eine solche Wand war immer nur ein Korkteilchen dick und erschien wie ein Netz aus diesen Teilchen.

Die Röhre wurde nun etwas schräg gestellt und so weit mit Wasser gefüllt, daß die Membran etwa zur Hälfte bedeckt war. Jetzt trat bei starker Schwingung der Membran eine lebhafte Bewegung des Wassers in der Nähe der Membran ein. Bei einer gewissen Frequenz wurde das Wasser längs der Röhrenwandung sehr heftig im Kreise herumgeschleudert.

Stand das Wasser etwa in einem Viertel der Höhe der Membran, so saugte die schwingende Membran das Wasser hoch und strahlte es von ihrer Mitte aus in fingerdickem Strahl 8 cm weit in die Röhre hinein.

Dieselbe Strahlwirkung zeigte sich, wenn die leere Röhre mit der schwingenden Membran in eine mit Wasser gefüllte Schale teilweise eintauchte. Bei geringer Eintauchtiefe ergab sich ein fast geradlinig gestreckter Strahl (s. Abb. 2). Wurde die Membran weiter

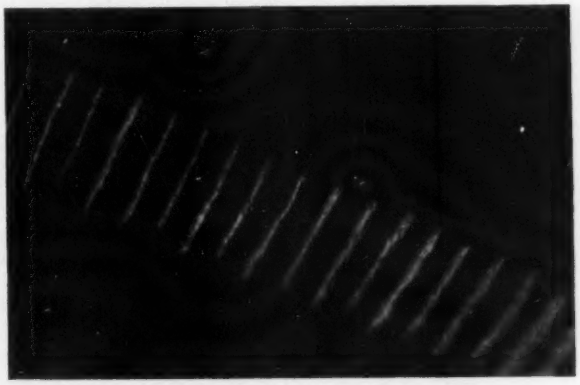


Abb. 1. Kundtsche Korkpulverfiguren. Frequenz 500 Hz

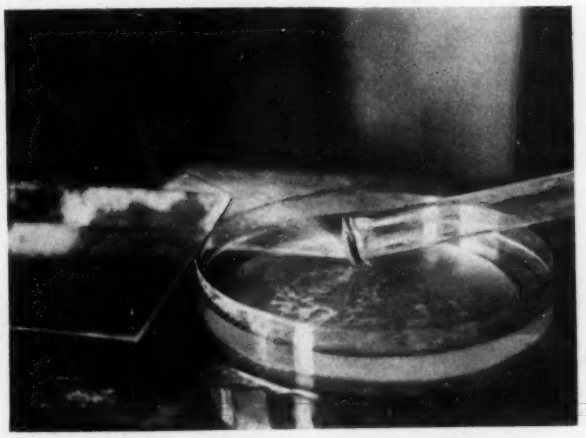


Abb. 2. Stark beschleunigter Wasserstrahl bei geringer Eintauchtiefe der Membran

eingetaucht, so fand zunächst ein diffuses Abstrahlen des Wassers statt, bis bei einer gewissen Tiefe wieder ein gutausgebildeter Strahl entstand, der größeren Querschnitt, aber stärkere Krümmung besaß (s. Abb. 3). Diese Strahlbildung ließ sich zu einer näherungsweisen Leistungsmessung der Membran benutzen.

Wurde die Membran zur Hälfte eingetaucht und die Energie der Schwingung vermindert, so ließ auf das Wasser gestreutes Aluminiumpulver erkennen, daß auf der Wasseroberfläche durch die Schwingung der Membran eine stationäre Strömung erzeugt wurde. Die Form der Strömung änderte sich mit der Frequenz der Membran. In der Mitte war die Strömungsrichtung senkrecht zur Membran. Rechts und links entstand je ein Wirbel. Bei höherer Frequenz bildeten sich rechts und links je 2 Wirbel (s. Abb. 4 und 5).

Um festzustellen, wie sich Luftteilchen vor der schwingenden Membran verhalten, wurde diese mit Lykopodiumpulver bestäubt und dann zum Schwingen gebracht. Das Pulver wurde nicht fortgeschleudert, sondern blieb als dichte Wolke vor der Membran in der Luft stehen, wobei die Teilchen in starker Wirbelbewegung waren (s. Abb. 6). Bei Benutzung von Korkfeilicht waren die Bahnen der Teilchen besser zu erkennen. Diese beschrieben langgestreckte Ellipsenbahnen, deren große Achsen, bis 3 cm lang, alle zum Mittelpunkt der Membran gerichtet waren, und deren Gesamtheit den Anblick eines räumlichen Ellipsenbüschels bot.

Wurde die Membran der teilweise mit Wasser gefüllten Röhre mit geringerer Energie zum Schwingen gebracht, so trat keine Strahlwirkung mehr auf. Jetzt schleuderte die Membran Wassertropfen einzeln auf die Wasseroberfläche. Die Tropfen sanken aber nicht ein, sondern bewegten sich, erst schneller, dann immer langsamer, über die Oberfläche, bis sie zur Ruhe kamen und sich zu größeren Tropfen vereinigten, deren Durchmesser bis 1 cm betrug (s. Abb. 7 und 8). Schließlich sanken sie im Wasser ein und verschwanden. Die Weglänge der Tropfen betrug bis 40 cm und ihre Lebensdauer bis 4 sec. Diese Erscheinung der zeitweilig auf der Oberfläche schwimmenden Tropfen wurde bei einer ganzen Reihe von Flüssigkeiten festgestellt, so u. a. bei Alkohol, Äther, Benzin, Benzol, Eigelb und Leinöl. Bei Alkohol war die Tropfenbildung besonders stark (s. Abb. 9 und 10). Kleine Alkoholmengen ließen sich in ein Aggregat von Tropfen verwandeln, die wie ein Haufen Schrotkörner übereinanderlagen.

Es konnte auch beobachtet werden, daß die Tropfen bei bedeckter Membran auch aus der Oberfläche der Flüssigkeit selbst herausemittiert wurden. Bei Benutzung von Quecksilber sandte die Membran bei einer bestimmten Frequenz einen Strahl von feinen Tröpfchen 20 cm weit in die Röhre. Bei Milch konnten die schwimmenden Tropfen nicht festgestellt werden. Es trat wohl eine starke Strahlwirkung der Membran ein, aber die dicken Milchtropfen benetzten die Innenseite der Röhre oder tauchten gleich in die Flüssigkeit. Auch Hühnereiweiß zeigte keine schwimmenden Tropfen, es ergab aber einen recht haltbaren Eiweißschnee. Ein Gemisch aus Eiweiß, Eigelb und Wasser ergab starke Tropfenbildung und große Beweglichkeit der Tropfen. Diese richteten sich auf ihrem Weg durch die Röhre ähnlich wie das Korkpulver in geraden Reihen quer zur Röhre aus, wie Abb. 11 und 12 deutlich erkennen lassen. Stellenweise ergaben sich 2 übereinanderliegende Schichten von Tropfen. Es bildeten sich auch aus der Flüssigkeit heraussteigend Flüssigkeitsmembranen, die an einem Geschwindigkeitsknoten den ganzen Querschnitt der Röhre ausfüllten und das Luftvolumen der Röhre unterteilten. Diese Membranen begannen dann selbst nach beiden Seiten Tropfen zu emittieren.

Es bildeten sich auch kleine zentimeterlange, von Flüssigkeit umschlossene Lufträume am zungenartigen Ende des Luftvolumens der schräggestellten Röhre. In diesen Abteilungen lagen ruhig oder sich langsam bewegend 10—20 kleine Tropfen auf der Oberfläche wie Eier in einem Nest. Solche Nester mit einem oder mehreren sich sehr lange haltenden Tropfen darin wurden auch

Abb. 3. Parabolischer Strahl bei größerer Eintauchtiefe der Membran

Abb. 4. Strömungsbilder der Wasseroberfläche vor einer schwingenden Membran durch Aluminiumpulver sichtbar gemacht

Abb. 5. Strömungsbilder der Wasseroberfläche vor einer schwingenden Membran durch Aluminiumpulver sichtbar gemacht

Abb. 6. Stehende Wolke aus Lykopodiumpulver vor schwingender Membran

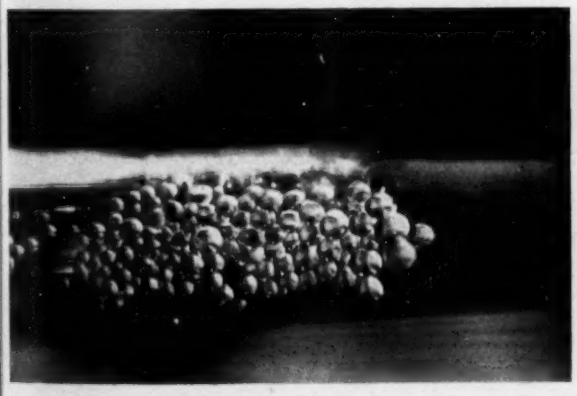


Abb. 7. Auf Wasser schwimmende Wassertropfen in Bewegung nach rechts

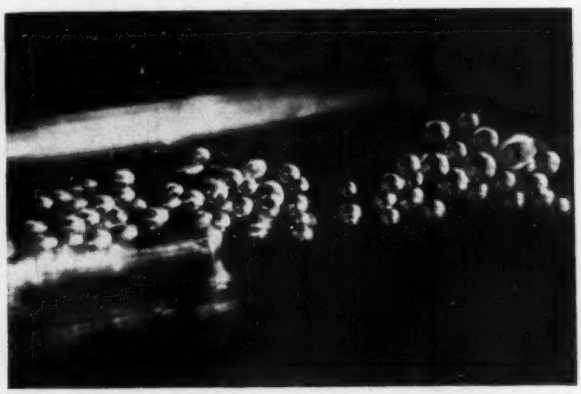


Abb. 8. Auf Wasser schwimmende Wassertropfen am Ende ihrer Bahn

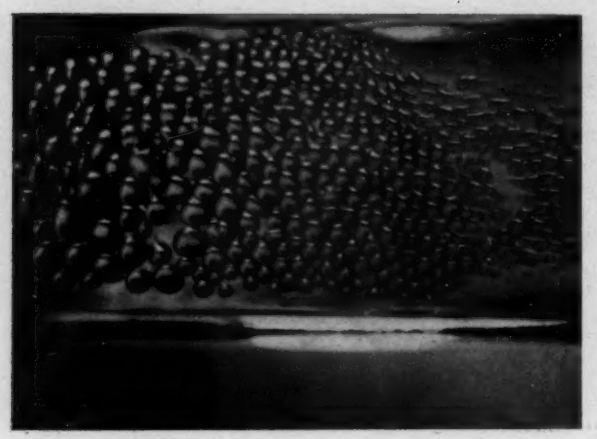


Abb. 9. Starke Entwicklung schwimmender Tropfen auf Alkohol

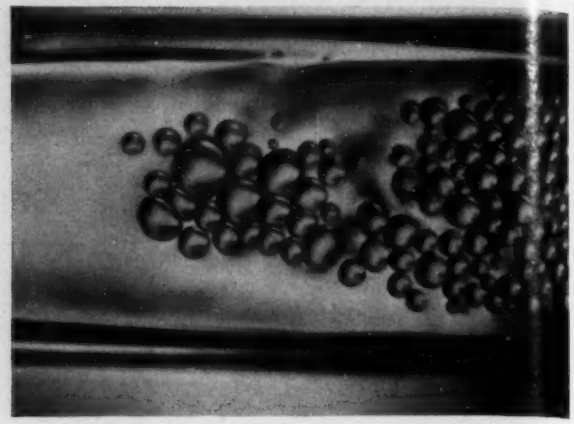


Abb. 10. Alkoholtropfen am Ende der Bahn sich zu größeren vereinigend

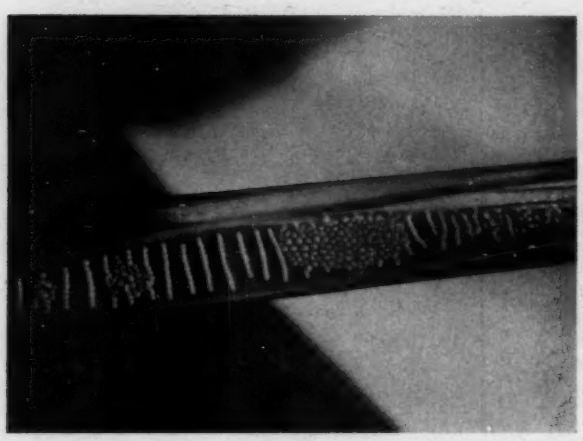


Abb. 11. Starke Tropfenemission der rechts befindlichen Membran bei einem Eiweiß-Eigelbgemisch

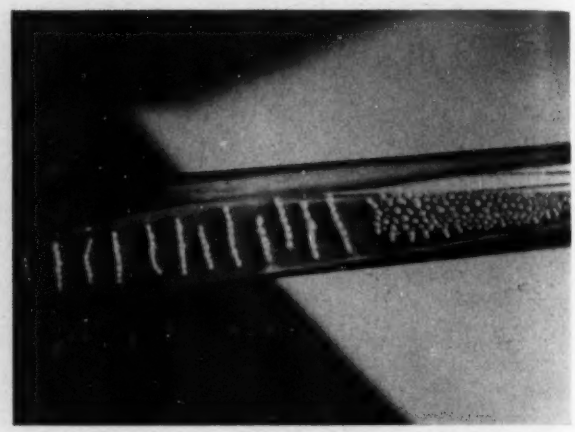


Abb. 12. Starke Tropfenemission der rechts befindlichen Membran bei einem Eiweiß-Eigelbgemisch

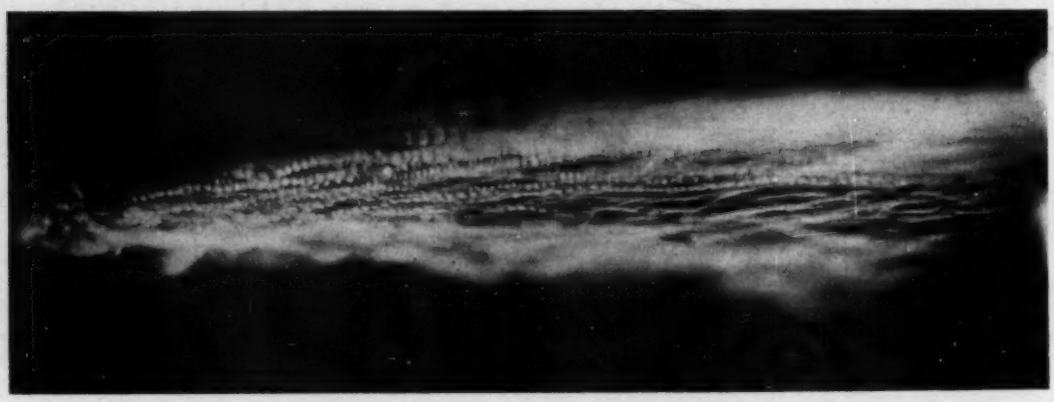


Abb. 13. Bahnen von Alkoholtropfen. Bewegungsrichtung nach links

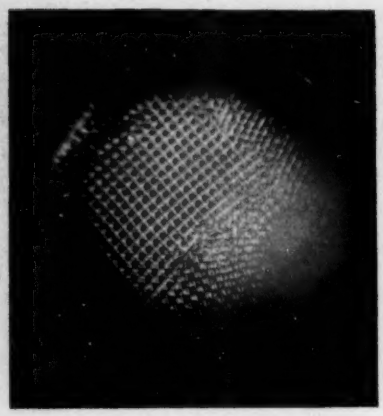


Abb. 14.

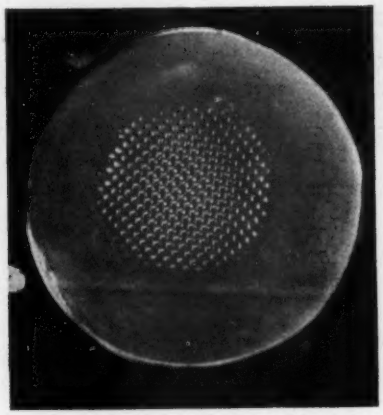


Abb. 15.

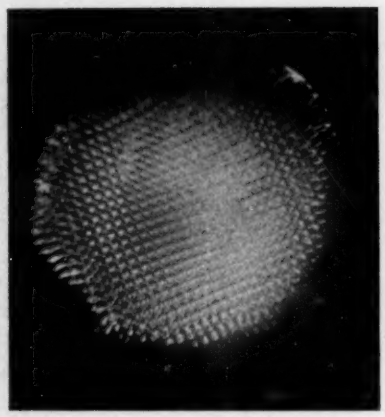


Abb. 16.

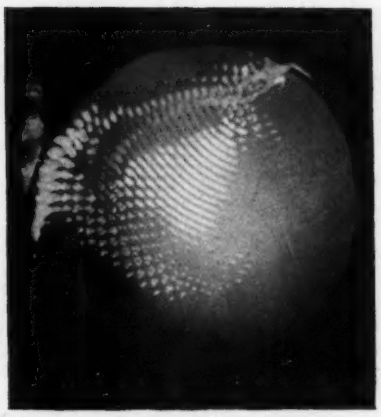


Abb. 17.

Abb. 14—17. Stehende Wellen einer Alkoholschicht auf einer Membran. Frequenz ca. 400 Hz

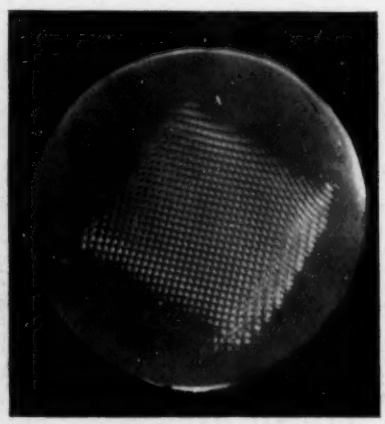


Abb. 18.

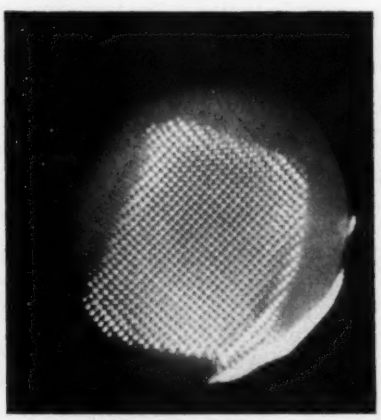


Abb. 19.

Abb. 18—19. Stehende Wellen der Alkoholschicht einer schwingenden Membran. Frequenz ca. 600 Hz

bei Wasser und besonders gut bei Alkohol beobachtet.

Die schwingende Bewegung der auf der Oberfläche gleitenden Tropfen läßt sich besonders gut beobachten, wenn Wassertropfen durch eine punktförmige Lichtquelle seitlich beleuchtet werden. Jeder Tropfen wirkt dann wie eine Linse, und die scharfen Lichtpunkte beschreiben besonders im ersten Teil der Bahn sehr deutliche Wellenlinien, die sich vielfältig kreuzen. Abb. 13 zeigt die Bahnen von Alkoholtropfen in diffuser Beleuchtung. Eigentümlich ist, daß sich die Bahnen hier als Perlenschnüre abbilden, offenbar eine Wirkung der schwingenden Bewegung der Tropfen.

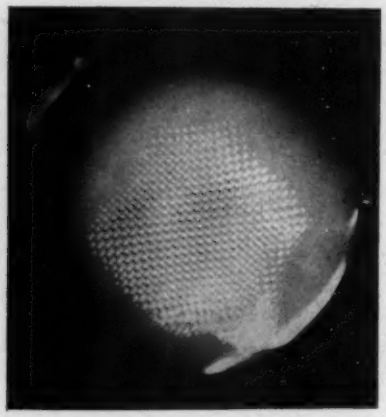


Abb. 20. Stehende Wellen der Alkoholschicht einer schwingenden Membran. Frequenz ca. 600 Hz

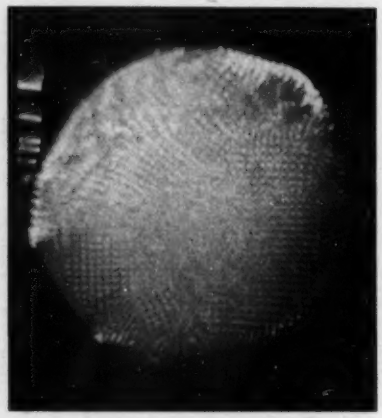


Abb. 21. Beginn der Tropfenemission der Alkoholschicht der schwingenden Membran

Die schwimmenden Tropfen ließen sich auch außerhalb der Röhre auf der Oberfläche einer mit Wasser gefüllten Schale, in welche die schwingende Membran eintauchte, erhalten.

Um den Vorgang der Tropfenemission genauer zu untersuchen, wurde die Röhre senkrecht gestellt und auf die Membran eine dünne Schicht von Wasser oder Alkohol gebracht. Bei geringerer Intensität der Schwingungen ergaben sich sehr regelmäßige Figuren von stehenden Flüssigkeitswellen. Die Knotenlinienabstände wurden mit wachsender Frequenz kleiner. Neben den Kreuzgittern traten auch konzentrische Kreissysteme auf (s. Abb. 14—20). Wurde die Intensität vergrößert, so wurden aus einzelnen Maschen des Wellennetzes Tropfen weggeschleudert. Dadurch trat eine Störung des Gleichgewichts ein, und die Tropfenemission verstärkte sich plötzlich sehr stark, so daß die Flüssigkeitsschicht schnell verschwunden war (s. Abb. 21).

Dieses Netz stehender Wellen wurde übrigens in gleicher Form auch auf der Flüssigkeitsschicht der schwingenden Eisenmembran eines elektromagnetischen Lautsprechersystems beobachtet. Bei hohen Frequenzen wurde hier die Maschengröße sehr klein.

Versuche, das Wellennetz mit flüssigem und dann erstarrendem Paraffin als Wellenrelief haltbar zu machen, gelangen bisher nicht.

Später zeigte sich, daß diese Wellenkreuzgitter auch auf der Oberfläche des Wassers der halbgefüllten Röhre auftraten. Auf einer Länge von 20 cm war das Wasser mit dieser Zeichnung bedeckt. Bei weiterer Steigerung der Energie stieg dann das Wasser in der Mitte dieses Bereichs aus der Oberfläche senkrecht empor und bildete eine dicke Wasserwand quer zur Röhre. Bei Alkohol wurde beobachtet, wie sich an der Stelle des Geschwindigkeitsmaximums aus der Alkoholoberfläche heraus eine ganze Reihe von parallelen Tropfenmauern erhoben, deren Höhe 2—3 Tropfen betrug. Die Erscheinung entsprach genau

dem Bild der oben erwähnten Korkteilchenwände.

Versuche über Emulsionsbildung zeigten, daß auch diese relativ niedrigen Frequenzen, z. B. bei Benzol und Wasser, gute Ergebnisse erzielen ließen.

Eine sehr eindrucksvolle Erscheinung wurde mit dem Eiweiß-Eigelbgemisch beobachtet. In schräger Lage der Röhre und bei bedeckter Membran erschienen bei einer Frequenz von 500 Hz plötzlich eine große Zahl kleinster Tropfen auf der Oberfläche, die mit großer Geschwindigkeit regellos über die Oberfläche hin und her glitten. Der Tropfendurchmesser wurde auf 0,1 mm geschätzt. Die Tropfen wurden aus der Flüssigkeit am Ende des zungenförmigen Luftraums emittiert. Die Erscheinung erinnerte sehr stark an den Anblick von schnellen Kleinlebewesen auf einer Wasserfläche. Bei Änderung der Frequenz verschwanden viele dieser Tropfen, aber einige hielten sich recht lange, wobei sich unter jedem Tropfen ein Hügel aus der Flüssigkeit heraus wölbte. Einige Tropfen konnten drei Minuten lang beobachtet werden. Auch Anziehungen und Abstoßungen sowie ein Umeinanderkreisen waren bei diesen kleinen, sehr beweglichen Tropfen deutlich erkennbar.

Die vorstehend beschriebenen Versuche wurden mit einer provisorischen Apparatur ausgeführt. Weitere Aufschlüsse sind von einer durchaus möglichen Steigerung der Energie und der Frequenz zu erwarten.

(*Eingegangen am 14. Februar 1938.*)

# PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Köster

66.

*Deutsches Patent Nr. 655896, patentiert ab 28. 6. 1932, ausgegeben am 25. 1. 1938*

Electroacustic G. m. b. H. in Kiel

**Gruppensenderanlage zum einseitig gerichteten Senden von Wellenenergie**

Um Schall von mehreren Einzelstrahlern gerichtet abzustrahlen, ist es bekannt, die einzelnen Strahler im Abstand von $\lambda/2$ anzuordnen und den Schall mit einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen den einzelnen Strahlern abzustrahlen. Man erhält dann eine Abstrahlung in der in Abb. 1 mit dem Pfeil bezeichneten Richtung. Verwendet man als Strahler elektrische, polarisierte Systeme, so muß die Phase der an den Strahlern liegenden Wechselspannung ebenfalls von Strahler zu Strahler um $\pi/2$ verschoben werden. Diese Verschiebung erzielt man nach dem Patent auf folgende Weise:

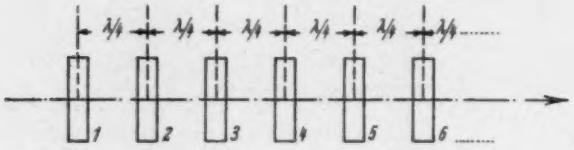



Abb. 1. Gruppenschallsender für Richtstrahlung

Die vier Strahler, Abb. 2 (1, 2, 3, 4), bilden die vier Zweige einer WHEATSTONEschen Brücke, deren Diagonalen im Kreuzungspunkte miteinander verbunden sind. Zu beiden Seiten des Kreuzungspunktes befinden sich auf der einen Diagonalen zwei Gleichstromquellen, auf der anderen zwei Wechselstromquellen, die eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ gegeneinander aufweisen.

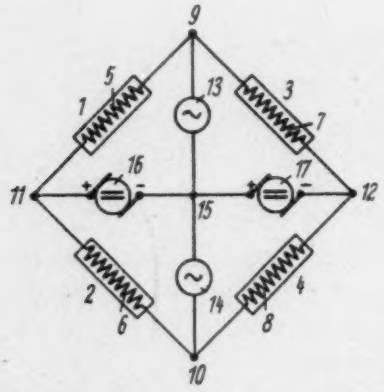



Abb. 2. Brückenschaltung für Gruppenschallsender

67.

*Deutsches Patent Nr. 656468, patentiert ab 29. 10. 1932, ausgegeben am 10. 2. 1938*

George Washington Pierce in Cambridge, Mass., V. St. A.

**Schallwellensende- und -empfangseinrichtung, bei der ein Körper longitudinale Kontraktions- und Expansionsschwingungen ausführt**

Der Vergrößerung der abstrahlenden Fläche eines Striktionssenders sind dadurch Grenzen gesetzt, daß die vergrößerte Fläche nicht mehr als Kolben schwingt, sondern unterteilte Schwingungen ausführt. Benutzt man als schwingenden Körper einen zylindrischen Stab, so ist es nicht möglich, die Stäbe breiter als hoch zu machen. Man kommt also bei einem einfachen Stab zu einem Gebilde, das wesentlich länger als hoch ist und viel Raum einnimmt. Der Erfinder schlägt deshalb vor, nach Abb. 3 einen kreisförmigen Körper zu benutzen, der durch Einkerbungen in einzelne Segmente (10) eingeteilt wird. Die Segmente werden einzeln je durch einen Stab (4) phasengleich angetrieben. Die schmalen Stege (12) genügen, um die einzelnen Segmente zu einem festen Bauelement zu vereinigen, sind aber andererseits so dünn, daß eine Kopplung der Schwingungen über den Steg nicht stattfindet.

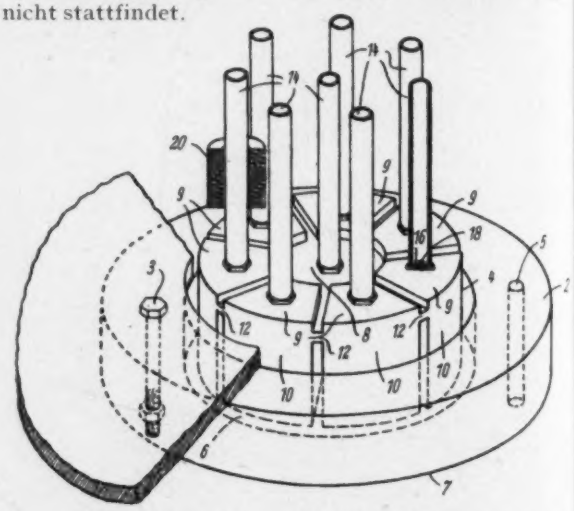



Abb. 3. Striktionssender für Wasserschall

68.

*Deutsches Patent Nr. 657241, patentiert ab 3. 10. 1929, ausgegeben am 28. 2. 1938*

Dr. Emil Podszus in Berlin-Friedrichshagen

**Verfahren zum Herstellen dickwandiger kolbenartig schwingender Großflächenmembranen**

Es wird vorgeschlagen, lockere Faserstoffe durch Lack zu einer Membran zusammenzukleben, wobei das Luftvolumen ein Mehrfaches des Trägervolumens ausmacht.

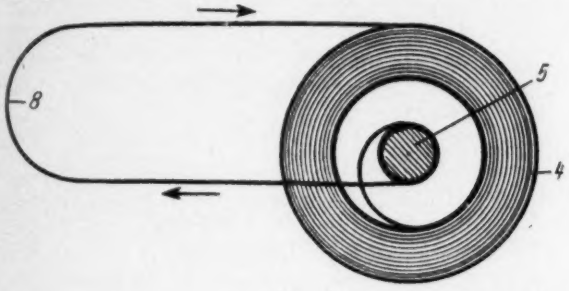
69.

*Deutsches Patent Nr. 658083, patentiert ab 19. 4. 1935, ausgegeben am 22. 3. 1938*

Julius Pintsch KG. in Berlin

**Gerät zum Abspielen endloser Lautschriftbänder**

Zum Abspielen eines endlosen Tonfilmbandes soll eine Filmtrommel nach Abb. 4 und 5 benutzt werden, bei der der Film innen abrollt und außen wieder aufgerollt wird. Zum sicheren und knickfreien Abgleiten des Filmes besitzt die den Film tragende Platte 3 einen Turm 5, dessen Mantellinie annähernd die Form einer Hyperbelhälfte hat.



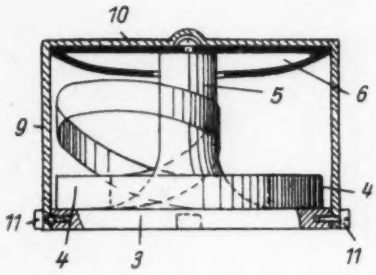




Abb. 4 u. 5. Ablaufvorrichtung für endlosen Tonfilm

70.

*Deutsches Patent Nr. 658257, patentiert ab 16. 12. 1932, ausgegeben am 25. 3. 1938*

Siemens & Halske AG. in Berlin-Siemensstadt, Dr. Rudolf Bauer

**Meßeinrichtung für Schwachstromübertragungssysteme**

Bei Impulsmesserschaltungen liegt für gewöhnlich die Strecke Gitter—Kathode des Anzeigerohres dem Entladewiderstand parallel oder bildet selbst den alleinigen Entladewiderstand. Da der Widerstand dieser Strecke schlecht definiert ist, insbesondere wenn man ins positive Gebiet hineinsteuert, wird vorgeschlagen, einen Trockengleichrichter zu verwenden, bei dem das Verhältnis von Durchlaßwiderstand zu Sperrwiderstand besser definiert ist. Das zur Anzeige benutzte Rohr kann in diesem Fall ins negative Gebiet ausgesteuert werden.

71.

*Deutsches Patent Nr. 658773, patentiert ab 8. 10. 1935, ausgegeben am 19. 4. 1938*

Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin

**Verfahren zur Messung der bei Ausgleichsvorgängen, insbesondere bei elektroakustischen Ausgleichsvorgängen, auftretenden Energie bzw. Leistungsdifferenzen**

Um ein Maß für die Verzerrung durch Ausgleichsvorgänge zu gewinnen, wird vorgeschlagen, die Leistung bzw. Spannungsdifferenz zwischen dem

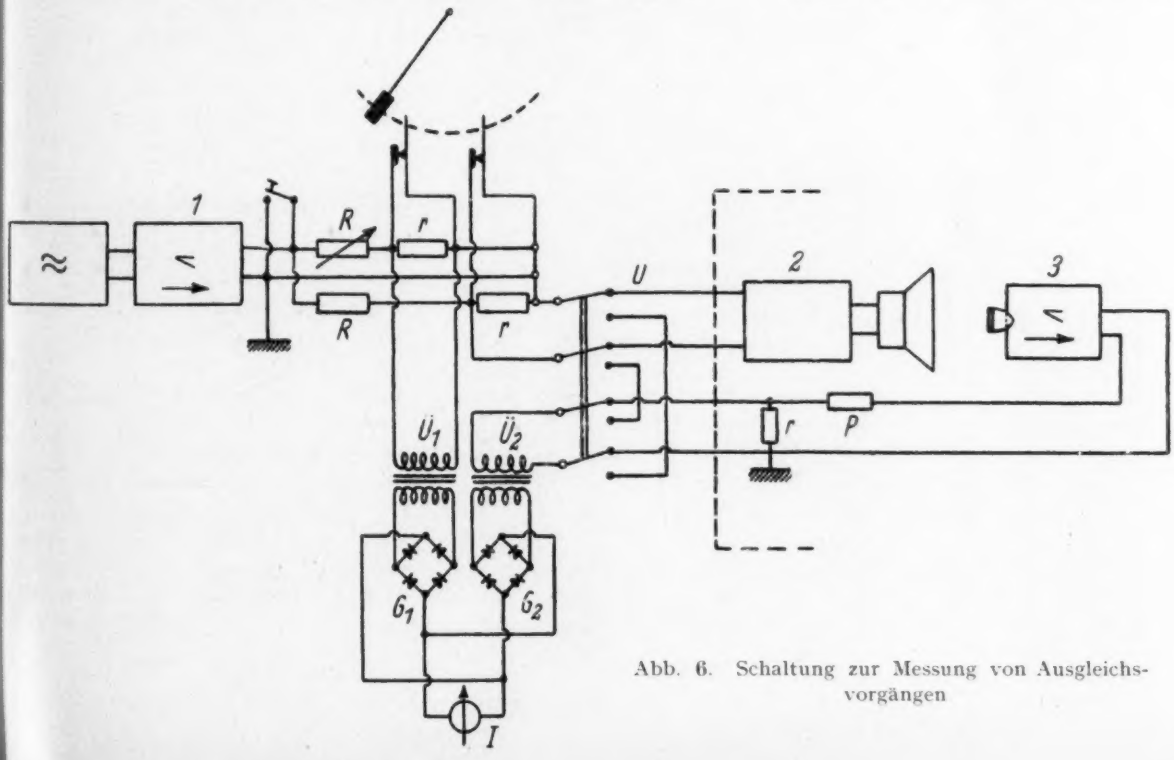



Abb. 6. Schaltung zur Messung von Ausgleichsvorgängen

ursprünglichen elektrischen Impuls und demselben Impuls, nachdem er über irgendein System mit störenden Ausgleichsvorgängen gelaufen ist, zu bestimmen. In Abb. 6 ist die Anordnung für die Prüfung eines Lautsprechers dargestellt. Die von dem Tongenerator über den Verstärker *l* kommende Wechselspannung wird mit einer Taste auf den Übertrager $\ddot{U}_1$ und den quadratischen Gleichrichter $G_1$ geschaltet. Gleichzeitig gelangt die Wechselspannung über den Lautsprecher 2 und das Mikrophon 3 zu dem Übertrager $\ddot{U}_2$ und dem Gleichrichter $G_2$. Zur Messung wird der Lautsprecher oder Mikrophonverstärker mit einem Dauerton so abgeglichen, daß die Spannung an den beiden Gleichrichtersystemen gleich groß ist. Das Instrument I zeigt in diesem Falle keinen Ausschlag. Gibt man jetzt mit der Taste einen Impuls von der Form nach Abb. 7, der nach dem Weg über den Lautsprecher die Form nach Abb. 8 angenommen hat, so erhält man einen Ausschlag am Meßinstrument, der ein Maß für die Differenz der beiden Energien und damit für die Verzerrung ist. Das in der Abbildung gezeigte Pendel dient nur, wenn der Schalter *U* nach unten geschaltet ist, zur Prüfung der Apparatur auf ihre Symmetrie ohne verzerrendes Glied. Ist die Zeitkonstante des Instrumentes groß gegen die Dauer des Impulses, so mißt man praktisch die Energiedifferenz des ganzen Vorganges. Bei kleiner Zeitkonstante läßt sich bei geeigneter Anordnung an mehreren Stellen des Vorganges die augenblickliche Leistungsdifferenz bestimmen. Wie die durch die Luftstrecke Lautsprecher—Mikrophon hervorgerufene Zeitdifferenz ausgeglichen wird, wird in der Patentschrift nicht gesagt.

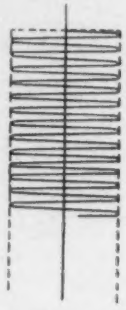


Abb. 7. Ursprünglicher Impuls

Abb. 8. Verzerrter Impuls

# SCHRIFTTUM

Dr. R. FELDKELLER, ord. Professor und Direktor des Institutes für Nachrichtentechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart. **Einführung in die Vierpoltheorie der Elektrischen Nachrichtentechnik.** Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1937. 142 S., 85 Abb. Preis geb. RM. 10,—.

Das Buch, das von H. FASSBENDER in der Buchreihe „Physik und Technik der Gegenwart" des Verlages S. Hirzel herausgegeben wird, versteht unter Vierpol einen „Kasten" mit vier Klemmen, dessen Inhalt nicht bekannt ist. Es behandelt demgemäß nicht die Eigenschaften spezieller Siebschaltungen od. dgl., sondern nur die allgemeinen Eigenschaften: der (linearen) symmetrischen Vierpole; der symmetrischen Vierpole ohne Verluste; der unsymmetrischen (durch eine T-Schaltung ersetzbaren) Vierpole und der allgemeinen Vierpole (mit gesteuerter Strom- oder Spannungsquelle).

Bei der Behandlung der symmetrischen Vierpole verzichtet der Verfasser auf die Einführung der Koeffizienten, der Vierpolgleichungen und leitet in leicht verständlicher Weise aus dem Begriff des Wellenwiderstandes und der Ersatzstromquelle alle anderen Größen des Vierpoles ab (Übertragungsmaß, Eingangsscheinwiderstand in Abhängigkeit vom Abschlußwiderstand, Kernwiderstand, Schwingwiderstand, Betriebsübertragungsmaß, Ersatzschaltungen usw.). Bemerkenswert sind die am Schluß angegebenen Übersichtstafeln, aus denen die Widerstandsgrößen der Ersatzschaltungen in Abhängigkeit von den „Kennwertpaaren" (Leerlaufwiderstand und Kurzschlußwiderstand, Leerlaufwiderstand und Kernwiderstand, den beiden Schwingwiderständen und Wellenwiderstand und Übertragungsmaß) und umgekehrt die Kennwertpaare in Abhängigkeit von den Widerstandsgrößen unmittelbar entnommen werden können. Bei den symmetrischen Vierpolen ohne Verluste werden nach der Einführung der Begriffe: Sperrbereich und Durchlaßbereich die Vereinfachungen besprochen, die sich bei den allgemeinen Formeln und Konstruktionsregeln für symmetrische Vierpole als Folge der Verlustfreiheit ihrer Bestandteile ergeben. Die Behandlung der unsymmetrischen Vierpole wird mit Hilfe der Ersatz-T-Schaltung durchgeführt. Aus den Widerstandsgrößen der Ersatzschaltung werden die drei Kennwerte: Eingangsleerlaufwiderstand, Ausgangsleerlaufwiderstand und Kernwiderstand berechnet, und durch diese alle interessierenden Größen wie Eingangsscheinwiderstände, Kettenwiderstände, Wellenwiderstände usw. ausgedrückt.

Die Theorie der allgemeinen linearen Vierpole geht von den vier Koeffizienten der Vierpol-Gleichungen aus, die zu einer „Matrix" zusammengefaßt werden. Den vier vorkommenden Formen der Vierpol-Gleichungen entsprechen vier verschiedene Matrizen: die Widerstands-, die Leitwerts-, die Ketten- und die Reihenparallelmatrix. Alle interessierenden Größen werden jeweils in vier verschiedenen Formeln durch die Elemente der verschiedenen Matrizen ausgedrückt. Die physikalische Bedeutung der Matrizenelemente wird besprochen und das besondere Aussehen der Matrizen symmetrischer und unsymmetrischer, durch T-Schaltungen ersetzbarer Vierpole behandelt.

Schließlich wird gezeigt, daß man durch einfache Anwendung der Rechenregeln der Matrizenrechnung leicht die Elemente der neuen Matrizen erhält, die für die Zusammenschaltung mehrerer Vierpole gelten (Reihenschaltung, Parallelschaltung, Kettenschaltung und Reihen-Parallelschaltung von Vierpolen). Unter Benutzung dieser Rechenregeln werden die Matrizen einer größeren Zahl von einfachen Vierpolen aus den Matrizen ihrer Bestandteile errechnet.

Abgesehen von den einfachen Regeln der Matrizen-Rechnung, die in einem besonderen Kapitel noch besonders zusammengestellt sind, kommt der Leser des Buches mit ganz geringen Vorkenntnissen aus. Dadurch und durch eine leicht faßliche Darstellung, in der alle Rechnungen lückenlos durchgeführt sind, wird das Buch zu einem ausgezeichneten Lehrbuch für alle diejenigen, die sich erstmalig mit der Vierpoltheorie befassen wollen. Darüber hinaus macht die umfassende Darstellung und eine lückenlose Formelsammlung das Buch auch für die Fachwelt zu einem wertvollen Nachschlagewerk. Die praktische Bedeutung der hier entwickelten allgemeinen Theorie könnte vielleicht durch einen Ergänzungsband über praktische Aufgaben aus dem Gebiet der Siebschaltung od. dgl. noch etwas deutlicher gemacht werden.

KIRSCHSTEIN

R. N. GHOSH, **Theorie of the Clarinet.** J. Acous. Soc. Am. 9 (1938), S. 255.

Ausgehend von neueren Erkenntnissen über das Teiltonspektrum von Klarinettenklängen wird auf der Grundlage, daß das Blatt die Mundstücköffnung nie völlig verschließt, eine neue Theorie der Klarinette entwickelt. Durch Anwendung HEAVISIDEscher Rechenmethoden gelingt es, das Geschwindigkeitspotential im Rohr unmittelbar in Form FOURIERscher Reihen zu erhalten. Daraus folgen die Amplituden und Frequenzen der Teiltöne, die annähernd ungerade Vielfache eines Grundtons sind, dessen Periode etwas geringer als $4l/c$ ($l$ Rohrlänge, $c$ Schallgeschwindigkeit) ist. Mit größer werdender Spaltöffnung zwischen Blatt und Mundstück werden die Grundtöne höher und die höheren,

geraden Teiltöne stärker. Für die Blattbewegung werden Annäherungsgleichungen aufgestellt. Durch Anwendung der J. W. NICHOLSONschen Theorie auf die Schwingungen des Blattes soll es, wie eine ausführliche Rechnung am Schlusse zeigt, nur mit einer Frequenz schwingen. Das Geschwindigkeitspotential und der Druck im Mundstück wird für gerade und ungerade Halbperioden berechnet. Der Druck wächst in der ersten linear an und fällt ebenso in der zweiten. Der Spalt hat seine größte Weite am Ende jeder ungeraden Halbperiode. Die Phase größten Drucks fällt also mit diesem Moment zusammen. Die Strömung der Luft im Mundstück besteht aus einer konstanten und einer periodischen. Das Maximum der Geschwindigkeit eilt, allerdings konstante Spaltgröße angenommen, um $^1/_4$ Periode dem Maximum des Druckes voraus. Die harmonische Analyse der Blattbewegung zeigt, daß diese die größere Intensität der ungeraden Teiltöne und eines Bereichs um den 8. Teilton herum verursacht.

LOTTERMOSER

A. BACHEM, **Various Types of Absolute Pitch.** J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 146.

Zur Untersuchung des absoluten Tongehörs werden ca. 100 Versuchspersonen — meist am Klavier — in der Weise geprüft, daß sie irgendeine Taste, die angeschlagen wird, während sie mit dem Rücken gegen die Klaviatur stehen, gleich darauf nach dem Gehör wiederfinden sollen. Personen ohne absolutes Tongehör entscheiden sich oft erst nach längerem Zögern und ihre Aussagen sind statistisch über einen Bereich von mehr als einer Oktave verteilt. Personen mit absolutem Tongehör zeigen augenblicklich auf die richtige Taste, wobei höchstens gelegentliche Irrtümer in der Oktavlage und — bei manchen Versuchspersonen — auch wohl um einen Halbton unterlaufen können. Das auffällig starke Empfinden für die Oktavperiodizität läßt darauf schließen, daß sich das echte absolute Tongehör auf die Erkennung des Tonartencharakters (tone chroma) gründet: C-Charakter, Des-Charakter usw. Halbton-Irrtümer sind fast immer durch die Gewöhnung der Versuchsperson an ein Instrument zu erklären, das nicht die gebräuchliche Stimmtonhöhe besitzt.

Das echte absolute Tongehör, für das es einerseits Ausnahmefälle mit verblüffender Unfehlbarkeit für jede Art von Klängen und Geräuschen gibt, tritt andererseits oft mit gewissen Beschränkungen hinsichtlich des Tonhöhen- und Klangfarbenbereiches auf. Auch wurden Übergangsformen mit Quint-, Quart- und Terz-Irrtümern sowie bei manchen Personen Abhängigkeiten von der Häufigkeit ihrer musikalischen Betätigung beobachtet.

Personen ohne absolutes Tongehör sind lediglich auf die — sehr unzuverlässige — Erkennung der Tonhöhe (Frequenz) angewiesen, worin selbst bei längerer Übung nicht viel größere Genauigkeiten als etwa ± 5 Halbtöne zu erreichen sind. Für diese durch Übung gewonnene Fähigkeit wird die Bezeichnung pseudo-absolutes Tongehör vorgeschlagen.

Eine dritte Art der Tonhöhenbestimmung, das quasi-absolute Tongehör, benutzt einen im Gedächtnis behaltenen (z. B. den Kammerton 435 Hz) oder auch einen etwa durch die untere Grenze des Stimmumfanges festgelegten Standardton zum Vergleich.

Die schon von HELMHOLTZ stammende Erklärung für das Empfinden einer Oktavperiodizität, das auf der besonders großen Anzahl gemeinsamer Obertöne beim Oktavintervall beruht, wird in etwas erweiterter Form auch für das echte absolute Tongehör (Tonartencharakter) herangezogen. Die Erweiterungen bestehen in den von verschiedenen Forschern vertretenen Annahmen, daß 1. bereits ein reiner Ton auf der Basilarmembran Partien gewisser Obertöne mit anregt, und daß 2. zwischen den zur Basilarmembran führenden Nervenfasern Querverbindungen nach den der höheren und tieferen Oktave zugeordneten Membrangebieten bestehen.

Die hier vom Verfasser gegebene theoretische Erklärung des absoluten Tongehörs befriedigt nicht ganz, da sie grundsätzlich kaum über das von HELMHOLTZ Gesagte hinausgeht und im wesentlichen nur veranschaulicht, warum die klangliche Verwandtschaft bei Tönen einfacher Intervalle näher ist als z. B. bei chromatisch benachbarten Tönen, mit anderen Worten, wie das relative Tongehör oder kurz das normale musikalische Gehör zustande kommt. Die besondere Fähigkeit des Besitzers eines absoluten Tongehörs, den Tonartencharakter „auf Anhieb", d. h. ohne Bezug auf einen anderen, unmittelbar vorher gehörten Ton, richtig erkennen zu können, dürfte dagegen wohl nur als eine vorwiegend psychische Erscheinung zu deuten und etwa so zu erklären sein, daß solche Menschen in der Lage sind, die Bewertung einer akustischen Sinneswahrnehmung an einem im Unterbewußtsein vorhandenen und eindeutig fixierten Bezugssystem bei Bedarf in ihr Bewußtsein hinauszuheben. Daß dieses Bezugssystem übrigens in Fällen regelmäßiger Benutzung abweichend gestimmter Instrumente sehr wohl gegenüber der normalen Lage verschoben und also nicht ausschließlich physischer Natur sein kann, beweisen die erwähnten, bei ein und derselben Person stets in gleicher Richtung liegenden Halbtonirrtümer.

E. THIENHAUS

W. TRENDELENBURG, **Zur Kenntnis des Vokaleinsatzes und des Glottisschlages.** Berl. Ber., Phys.-Math. Kl. XIII (1937).

In einer früheren Mitteilung [Berl. Ber., Phys.-Math. Kl. XXIII (1936), vgl. das Referat in der

Akust. Z. 2 (1937), S. 152] wurde gezeigt, daß scharf-gestoßen gesungene Vokaleinsätze unter Sprengung der geschlossenen Stimmritze mit demjenigen Teil der Schwingungsperiode beginnen, der eine besonders große Amplitude hat und der vom Verfasser als „Anfangsgruppe" bezeichnet wurde. In der vorliegenden Arbeit werden betont-gesprochene Vokaleinsätze oszillographisch untersucht, und zwar freie Vokale und Vokale im Anfang von ausdrucksvoll gesprochenen Silben. Auch hier setzen die Schwingungen mit der Anfangsgruppe ein, die das ganze Periodenbild beherrscht, und es ergibt sich ein neuer Beleg für die Ansicht, daß die Anfangsgruppe der Stimmritzenöffnung entspricht.

Zur Frage des „Glottisschlages" der Gesangslehre wurden gleichzeitig mit den Vokalschwingungen der Luft die Wandschwingungen von unterhalb des Kehlkopfes gelegenen Stellen (Luftröhrenwand, Brustbein, seitliche Brustkorbwand) sowie von der Kehlkopfwand selbst aufgenommen. Besonders scharfe Vokaleinsätze lassen geringe Unterschiede am Beginn der Schwingungen in der Luftröhre bei verschiedenen Vokalen erkennen. Zwischen dem Anfang der Schwingungen in der Luft unmittelbar vor dem Munde und dem Anfang der Luftröhren-Wandschwingungen ist, wenn man die Fortpflanzungszeit der Schallwellen von den Stimmlippen bis zum Luftmikrophon berücksichtigt, kein meßbarer Zeitunterschied festzustellen. Damit ist die häufig bestehende Ansicht widerlegt, daß der Glottisschlag durch eine vor dem Öffnungsaugenblick der Stimmritze unterhalb des Kehlkopfes auftretende Stoßschwingung der Luft entstehe. E. Thienhaus

# Akustisches Schrifttum in Zeitschriften des Jahres 1937

Bearbeitet von K. Patermann

(Fortsetzung)

Vibration-measuring instruments. Fundamental consideration in their design. C. D. Greentree. Electr. Engng. 56 (1937), Nr. 6, S. 706—710. J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), Nr. 1, S. 75.

Über einen neuen Beschleunigungsmesser und Einschwingvorgänge bei Schwingungsmessern. G. Gerloff. Forschg. u. Fortschr. 8 (1937), Nr. 3, S. 143—152.

A sound kodascope. E. C. Fritts & O. Sandvik. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 539—547.

The acoustic altimeter. Delsasso. Science (N. Y.) 85 (1937), S. 10, 12.

Two simplified techniques for synchronized x-rays, sound recording and cathode-ray oscillographic studies of speech. R. Curry. Rev. sci. Instruments 8 (1937), Nr. 10, S. 382—385.

Measurement of radiant energy. N. R. Campbell. Nature, London 140 (1937), Nr. 3550, S. 828—829.

A standard source of sound and the measurement of minimum audibility. E. N. de C. Andrade & R. C. Parker. Proc. Roy. Soc., London (A) 159 (1937), Nr. 899, S. 507—526.

A linear decibel-scale volume indicator. F. G. Albin. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 489—492.

A device for measuring mechanical and acoustical impedance (Siemens vibrometer). J. sci. Instruments 14 (1937), Nr. 9, S. 324.

Eine einfache Klirrgradmeßbrücke. Funk 1937, Nr. 6, S. 177—179.

Ein neuer Tonfrequenzgenerator für akustische Messungen. K. O. Lehmann. Z. techn. Physik 18 (1937), Nr. 10, S. 304—308.

Infrasonic measurements. An infrasonic radiator. L. Mjasnikov. Techn. Physics USSR 4 (1937), S. 83—87.

The vibration magnetometer. J. Groszkowski. J. sci. Instruments 14 (1937), S. 335—339.

The voice-frequency spectrometer and its many fields of application. Fr. Vogel & H. Hennecke. Druckschr. SH 6652.

Gerät zur Frequenzanalyse nach dem Suchtonverfahren mit zwei Zwischenfrequenzen und logarithmischer Anzeige. W. Holle. Z. techn. Physik 18 (1937), Nr. 10, S. 312—318.

Eine neue kapazitive Methode zur Umwandlung mechanischer Schwingungen in elektrische und umgekehrt. H. Sell. Z. techn. Physik 18 (1937), Nr. 1, S. 3—10.

Kapazitives Verfahren mit festem Dielektrikum zur Umwandlung mechanischer Schwingungen in elektrische und umgekehrt. H. Sell. Z. VDI 81 (1937), Nr. 25, S. 721.

Ein Gerät zur Messung der Schwingungsdauer und der Dämpfung von Libellen und Pendeln. N. Drodofsky. Z. VDI 81 (1937), S. 991—993.

Geräuschmessung in der Praxis. W. Zeller. Im Buche: Lärm- und Erschütterungsabwehr im Hochbau. W. Zeller (1937), S. 16—21.

Erschütterungsmessung in der Praxis. H. W. Koch. Im Buche: Lärm- und Erschütterungsabwehr. W. Zeller (1937), S. 21—29.

## 5. Raum- und Bauakustik

B. B. C. research. Acoustics, studio design and audio-frequency investigations. H. L. Kirke. Wirel. Wld. 41 (1937), Nr. 25, S. 602—604.

Der Stand der raumakustischen Forschung unter besonderer Berücksichtigung der praktischen Bedürfnisse. H. J. v. Braunmühl. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 12, S. 279, Nr. 13, S. 314—319. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 15, S. 172—173.

Versuche zur Raumakustik. E. Thienhaus. Z. VDI 81 (1937), Nr. 25, S. 720—721.

Interference effects in rooms. M. Rettinger. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 6, S. 635—642.

Auditorium acoustics. D. B. Foster. Wirel. Wld. 41 (1937), S. 278—280, 424—425, 480—482, 508—509, 628—630. General requirements and consideration of shape. Size, absorption and reverberation. The measurement of reverberation time. Optimum acoustics for speech and music. Characteristics required for talking pictures and broadcasting studios.

Elektroakustische Untersuchungen in Hallräumen. Elektrotechn. u. Maschinenb. 55 (1937), Nr. 6, S. 69 bis 70.

Grundbetrachtung über den Entwurf und die Herstellung von Theater-Verstärkern. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 3, S. 53—54.

Theater acoustics. W. W. Waltz. Radio News 19 (1937), Nr. 6, S. 338, 378.

Acoustics of theatres. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 131—132.

Sound reinforcing system for Hollywood bowl. A. R. Soffel. Bell Lab. Rec. 15 (1937), Nr. 7, S. 225—228. Electr. Engng. 56 (1937), Nr. 4, S. 412—413.

Théorie et vérification optique des phénoménes de réverbération acoustique dans les salles d'audition. Génie civ. 111 (1937), Nr. 9, S. 199.

Effect of new recordings on theater sound reproduction. L. Chadbourne. Int. Projectionist 12 (1937), Nr. 4, S. 16.

Fundamentals of sound recording and theater reproduction. F. T. Jamey. Int. Projectionist 12 (1937), Nr. 8, S. 20.

Aufbau und Untersuchung eines schallgedämpften Raumes. W. Janovsky & F. Spandoeck. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 6, S. 322—331.

Experimental investigations of reverberation optimum for different frequencies. S. Lifschitz. C. R. Acad. Sci., Moskau 15 (1937), S. 315—318.

Akustische Messungen in Konzertsälen. W. Furrer. Techn. Mitt. schweiz. Telegr.- u. Teleph.-Verw. 15 (1937), Nr. 2, S. 72—80. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 28 (1937), Nr. 25, S. 659—660.

A method of acoustical design of rooms equipped with loudspeakers. V. Furdujev. C. R. Acad. Sci., USSR 15 (1937), Nr. 6/7, S. 313—314.

Metropolitan Opera on the air. Electronics 10 (1937), Nr. 12, S. 30—31, 37. Opernübertragung auf den Rundfunk.

Technik des Lichtspielhauses. O. v. Bröker. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 15, S. 170.

Akustikverbesserungen in Kirchen. R. Forberger. Elektrotechn. Z. 58 (1937), Nr. 34, S. 926—928.

Akustische Betrachtungen zum Bau von Tonfilmateliers und das Arbeiten in diesen. D. P. Loye. Kinotechn. 19 (1937), S. 16, 34.

Theater acoustics today: auditorium form factors. C. C. Potwin. Mot. Pict. Herald 127 (1937), Nr. 9, S. 41, Nr. 13, S. 31; 128 (1937), Nr. 4, S. 39; Nr. 8, S. 36; Nr. 12, S. 31; 129 (1937), Nr. 3, S. 61.

The Kansas City municipal auditorium acoustics and sound reinforcement. G. T. Stanton & C. C. Potwin. J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), Nr. 1, S. 77.

Ein modernes Tonfilmatelier. G. O. Stindt. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 4, S. 29—31.

Die Schallabsorption schwingungsfähiger Platten. H. Lauffer. Hochfrequenztechn. 49 (1937), Nr. 1, S. 9—20.

Über den Einfluß des Materials bei der Schalldämmung von dünnen Wänden. E. Lübcke u. A. Eisenberg. Z. techn. Physik 18 (1937), S. 170—174. Verh. dtsch. physik. Ges. (3) 18 (1937), Nr. 1, S. 15.

Die Körperschalldämmung von Novadommauerwerk. G. Hofbauer u. F. Bruckmayer. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 5, S. 249—253.

Die Verwendung von Korkteppichen zur Verminderung der Schallübertragung, insbesondere bei Kasernenbauten. J. Höltl. Im Buche: Vedag-Buch 1937, Jg. 10 (Vereinigte Dachpappen-Fabriken AG., Berlin W 35), S. 196—197.

Holzwolle-Leichtbauplatten für bau- u. raumakustische Zwecke. Dt. Heraklith AG. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 6, S. 332—335.

Leichtbaustoffe aus Kunstharzschaum. Ihre Wärme- und Schallabdämmung. Gesundh.-Ing. 60 (1937), Nr. 1, S. 12—13.

Das Schallschluckvermögen schwingungsfähiger, nichtporöser Stoffe. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 28 (1937), Nr. 12, S. 267.

Dynamisches Verhalten von Schalldämmstoffen. H. Böhme. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 6, S. 303—321.

Die Ausbreitung des Schalles in Gebäuden. K. W. Wagner. Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937), Nr. 2, S. 49—66.

Transmission of sound and vibration in buildings. E. Meyer. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1927), Nr. 3, S. 271—283. J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), Nr. 3 S. 206.

Acoustical vibration in buildings. J. E. R. Constable. Wirel. Wld. 41 (1937), Nr. 944, S. 333—335.

The sound insulation of single and complex partitions. H. E. R. Constable and G. H. Aston. Philos. Mag. (7) 23 (1937), Nr. 152, S. 161—181.

Beitrag zur Bemessung und Beurteilung von schalldämmenden Zweifachwänden. H. Neubert. Gesundh.-Ing. 60 (1937), Nr. 46, S. 704—706.

Effect of air coupling in acoustic insulation by means of elastic supports. A. H. Davis and A. E. Knowler. Philos. Mag. (7) 23 (1937), S. 154—157.

Über die theoretischen Ableitungen der Nachhallgesetze. H. Cremer u. L. Cremer. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 5, S. 225—241; Nr. 6, S. 296—302.

Versuche über Körperschalleitung (Schallbrücken). E. Meyer. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 2, S. 72—75.

The theory of sound transmission through porous and nonporous materials. M. Rettinger. J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), Nr. 3, S. 172—175.

La réverbération artificielle réglable et ses applications en électro-acoustique. M. Sollima. Génie civ. 110 (1937), Nr. 22, S. 492—493.

Variations in absorption coefficients as obtained by the reverberation chamber method. R. M. Morris. J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), Nr. 1, S. 76.

Reverberation and absorption of sound. E. Meyer. J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), Nr. 3, S. 155—161, 209.

Experimental investigations of reverberation optimum for different frequencies. S. Lifschitz. C. R. Acad. Sci., USSR 15 (1937), Nr. 6/7, S. 315—318.

Reverberation time calculations with curves based on Eyring's formula. A. J. Ebel. Commun. a. Broadc. Engr. 4 (1937), Nr. 2, S. 10, 11, 16.

Reverberation control. Studio characteristics „to order" by electrical means. E. Aisberg. Wirel. Wld. 40 (1937), Nr. 7, S. 148—150.

Transmission of sound by composite partitions. C. J. Morreau. Engineering 144 (1937), S. 192.

Zur Messung der Schalldämmung in dem Maßstab „Phon" oder „Dezibel" E. Lübcke u. E. Meyer. Gesundh.-Ing. 60 (1937), Nr. 49, S. 750—752.

Portable reverberation meter. H. J. Sabine. Electronics 10 (1937), Nr. 3, S. 30—31, 35.

Der Einfluß der Schallschluckung auf die durchgelassene Schallstärke bei Trittschallmessungen. W. Pfeiffer. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 6, S. 336.

Über die Messung von Schallschluckstoffen in Hallräumen. E. Meyer. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 4, S. 179—192.

Collaborating with the architect. P. G. A. H. Voigt. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 118—121.

Vom neuen Froelich-Tonfilm-Studio. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 3, S. 48—50.

Nachhallzeiten in Konzerträumen und Schallschluckung der Zuhörerschaft. E. Meyer u. W. Jordan. Im Buche: The international broadcad and sound engineer. 1937 yearbook. Von A. L. I. Bernaert.

### 6. Schallübertragung und Rundfunk

Fortschritte der Sprach- und Musikübertragung. E. Thienhaus. Z. VDI 81 (1937), Nr. 29, S. 855—861, Nr. 31, S. 905—913.

La qualité de l'audition radiophonique. L'éducation de l'oreille. P. Hémardinquer. TSF pour tous 13 (1937), Nr. 154, S. 300—301.

Klangverbesserung durch Gegenkopplung. H. Zimmer. Funktechn. Mh. 1937, Nr. 12, S. 389—392.

Les transformations musicales au Poste-Parisien. G. Hallier. Radio Magazine 15 (1937), Nr. 700, S. 13.

Les fenêtres et l'acoustique des studios de TSF. Rev. Téléph. Télégr. 15 (1937), Nr. 160, S. 604.

Nouvelles installations de prise de son, réalisées au Poste Parisien. M. Adam. Génie civ. 110 (1937), Nr. 14, S. 309—312.

Broadcasting 1936. New transmitters and studios. N. Ashbridge. Electrician 118 (1937), Nr. 3061, S. 142.

Die Entwicklung des Ferndirigierens. H. Draeger. Funk 1937, Nr. 14, S. 409—410.

Ein sehr einfacher Dynamikänderer. Th. Sturm. Funktechn. Mh. 1937, Nr. 1, S. 12—14. Funk 1937, Nr. 1, S. 11—13.

The effect of volume compression on the tolerable noise level in electrical communication systems. E. L. E. Pawley. Wirel. Engr. 14 (1937), S. 12—14.

Programme mixing. Recent developments in the design of dramatic control units. J. A. G. Mitchell. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 56—58.

Two way speech by wireless. Method of utilising persistence of hearing. M. Marro. Electrician 118 (1937), Nr. 3057, S. 5.

Vom Rundfunkapparat zum Musikinstrument. R. J. Wittwer. Phonogr. Radio- u. Musikinstr.-Z 38 (1937), Nr. 15, S. 235—238.

The noise-suppressing action of a secondary circuit in superregenerative receivers of ultra-short waves S. Uda. Nippon electr. Communic. Engng. 1937, Nr. 7, S. 237—245.

The measurement of noise level in receivers. A. G. Tynan. Radio Engng. 17 (1937), Nr. 7, S. 21.

Das Sichtbarmachen von Frequenzdurchlaßkurven von Empfängern. G. Schober. Hochfrequenztechn. 49 (1937), Nr. 5, S. 162—164.

Noise in frequency modulation. H. Roder. Electronics 10 (1937), Nr. 5, S. 22—25, 60.

Die Berechnung von Klangfarbenreglern. H. Pitsch. Funktechn. Mh. 1937, Nr. 11, S. 329—332. Funk 1937, Nr. 20, S. 573—577.

Über die Theorie der Netztöne (thermisch erregte Schallschwingungen). K. O. Lehmann. Ann. Physik (5) 29 (1937), Nr. 6, S. 527—555.

Mesures de bruits relatives aux essais des appareils dits „amplificateurs de sons pour camions". A. Labrousse. Ind. franç. Radioélectr. 1937, Nr. 126, S. 15—20.

Newest invention improves human voice on the radio. H. Hammond. Sci. News-Letter 31 (1937), S. 152.

Klanggüte-Verbesserung bei Rundfunkgeräten. P. Geuter. Schwachstrom-Bau- u. Betr.-Techn. 13 (1937), Nr. 9, S. 142.

Klangtreue — das Hochziel der Rundfunktechnik. M. Berg. Radiohändler 14 (1937), Nr. 2, S. 39—42.

Klangverbesserung durch die Gegenkopplung. Telefunken-Sprecher 12 (1937), Nr. 5, S. 134—136.

Standard tests for radio receivers. Aural comparison tests. Electrician 118 (1937), Nr. 3071, S. 487—488.

Acoustics tests for radio receivers. Electrician 118 (1937), Nr. 3067, S. 357—358.

High-quality reproduction. Factors in the receiver which effect fidelity. Wirel. Wld. 41 (1937), Nr. 19, S. 449—452.

Qualitative Analyse von Pfeifstörungen bei Überlagerungsempfängern. F. C. Saic. Funktechn. Vorwärts 7 (1937), Nr. 17, S. 487—488.

Noise — some notes about radio enemy No. 1. Wirel Wld. 40 (1937), S. 54—55.

Noise in super-regenerative detection. Y. Ito. Nippon electr. Communic. Engng. 1937, Nr. 5, S. 43—51.

Das Wärmerauschen als Störgeräusch. E. Hölzler & W. Arens. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 7 (1937), Nr. 4, S. 619—622.

Les progrès de l'amplification musicale et la radiophonie. P. Hémardinquer. Electricien (2) 58 (1937), Nr. 1665 S. 357—360, Nr. 1671, S. 499—503.

Amplificateur à très haute fidélité. G. Gineaux. TSF pour tous 1937, Nr. 152, S. 231—235.

Frequency modulation noise characteristics. M. G. Crosby. Proc. Instn. Radio Engr. 25 (1937), Nr. 4, S. 472—514.

The amplification of sound received by horns. S. Bloomenthal. J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), Nr. 1, S. 77.

The recording amplifier. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 268 bis 271.

Amplitude distortion. J. H. Owen Harries. Wirel. Engr. 14 (1937), Nr. 161, S. 63—72.

Radio telephone noise reduction by voice control at receivers. C. C. Taylor. Bell Syst. techn. J. 16 (1937), Nr. 4, S. 475—486. Electr. Engng. 56 (1937), Nr. 8, S. 971—974.

Radio and sound reproducing equipment S. S. „Orcades". Electrician 119 (1937), Nr. 3091, S. 235.

Deutsche Übertragungsanlage für die Stadt Buenos Aires. Helios, Beibl. Radio-Helios 43 (1937), Nr. 27, S. 777.

Les émetteurs et la qualité musicale. L. Chrétien. TSF pour tous 13 (1937), Nr. 146, S. 39—42.

Das Stahlband als Funkreporter. Wissen u. Fortschr. 11 (1937), Nr. 8, S. 700—704.

Developpements récents de la radiodiffusion des sons et des images. N. Ashbridge. Génie civ. 110 (1937), Nr. 13, S. 296.

### 7. Schallübertragung auf Leitungen

Die elektrischen Übertragungseigenschaften des Deutschen Rundfunkleitungsnetzes. H. Ribbeck u.

F. Strecker. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 7 (1937), Nr. 4, S. 609—618.

Übertragung von Musik auf Fernsprechleitungen. G. Castelnuovo. Elettrotecn. 24 (1937), Nr. 6, S. 162—171.

Das Rundfunkleitungsnetz der Deutschen Reichspost und seine Bedeutung für die Durchführung von Reichssendungen. Budischin. Dtsch. Posztg. 5 (1937), Nr. 7, S. 175—178.

Berechnung und Bemessung von Ausgleichsschaltungen in Fernsprechapparaten. K. Braun. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 26 (1937), Nr. 6, S. 134—139.

Théorie des déséquilibres d'impédance dans le cas d'un quadripole défini par ses éléments conjugués. M. Bélus. Ann. Postes Télégr. 26 (1937), Nr. 10, S. 889 bis 893.

Crosstalk measurements. R. S. Alford. Bell Lab. Rec. 15 (1937), Nr. 12, S. 377—381.

On negative resistance equalizers for telephone transmission system. S. P. Chakravarti. Philos. Mag. (7) 23 (1937), Nr. 157, S. 897—918.

Der Klirrfaktor. Radiohändler 14 (1937), Nr. 8, S. 266 bis 268.

Über die charakteristischen Verstärkergeräusche. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 28 (1937), Nr. 17, S. 407.

Die Ursachen des Rauschens in Verstärkern. M. Ziegler. Philips techn. Rdsch. 2 (1937), Nr. 5, S. 136—141.

Radio tube noise. H. G. Hamilton. Electronics 10 (1937), Nr. 8, S. 26—29.

Nichtlineare Verzerrungen magnetischen Ursprungs. J. W. L. Kähler. Philips techn. Rdsch. 2 (1937), Nr. 7, S. 193—200.

Über die Störfähigkeit nichtlinearer Verzerrungen. H. J. v. Braunmühl u. W. Weber. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 3, S. 135—147.

Untersuchungen an Unterwegs- und Gabelechosperren für Fernverbindungen. F. Strecker. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 26 (1937) Nr. 8, S. 171—178.

The vodas (voice-operated decive anti-singing). S. B. Wright. Electr. Engng. 56 (1937), Nr. 8, S. 1012 bis 1017.

A method for improving articulation in a communication channel subjected to interference. B. F. Vysotski & S. J. Tetelbaum. Izv. Elektroprom. Slab. Toka 1937, Nr. 9, S. 9—14.

### 8. Mikrophone

Geschichte und Stand der Mikrophon-Entwicklung. P. Just. Elektrotechn. Z. 58 (1937), Nr. 38, S. 1041 1044.

Moderne Mikrophone. H. J. Hellwig. Funk 1937, Nr. 22, S. 629—633.

Review of microphones. M. Rettinger. RCA-Rev. 2 (1937), Nr. 2, S. 251—257.

Mikrophone. A. Mainka. Z. VDI 81 (1937), Nr. 23, S. 657—660.

Mikrophon und Mikrophonverstärker. R. J. Wittwer. Dtsch. Rundfunk 15 (1937), Nr. 38, S. 42—43.

Les microphones modernes. Rev. Téléph. Télégr. 15 (1937), Nr. 163, S. 829—845.

Mikrophon und Tonabnehmer. F. Bergtold. Funkschau 1937, Nr. 40, S. 315.

Über Mikrophone und Telephone. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 23 (1937), S. 251—252.

Mikrophone für Übertragungsanlagen. Radiohändler 14 (1937), Nr. 23, S. 809—811.

Microphones. J. Erwood. Radio News 18 (1937), Nr. 7, S. 395, 428.

Convertible microphone. Eletronics 10 (1937), Nr. 4, S. 62.

Condenser microphone. Electronics 10 (1937), Nr. 4, S. 68.

Non-directional microphone. All-round pick-up independent of frequency. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 142 bis 143.

Neues über Kristallmikrophone. Kinotechn. 13 (1937), Nr. 9/10, S. 95—96.

Aerodynamic microphone. J. appl. Physics 8 (1937), Nr. 7, S. 488.

Western Electric microphonic system. Electrician 118 (1937), Nr. 3067, S. 352.

Microphonic system. New Western Electric sound heads and amplifiers. Electrician 118 (1937), Nr. 3069, S. 416.

Microphones. Carbon, moving-coil, ribbon and crystal types. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 144—145.

New streamlined microphone. R. Ames. Radio News 18 (1937), Nr. 12, S. 733.

Light-weight stage pick-up equipment. L. D. Grignon. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 2, S. 191—196. Aufnahme-Mikrophon.

Mikrophone mit und ohne Richtwirkung. P. Hatschek. Radiohändler 14 (1937), Nr. 7, S. 241—242.

Die Bedeutung der Richtmikrophone für die Aufnahmetechnik. R. Forberger. Funk 1937, Nr. 23, S. 657 bis 661.

Neuere Richtmikrophone. P. Hatschek. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 7, S. 63—66.

Transmitter inset No. 13. C. A. R. Pearce. Post Office electr. Engr. J. 29 Nr. 4, S. 335—336. Mikrophon.

Console type speech-input equipment. J. P. Taylor. Communic 17, Sept. 1937, S. 13—17, 50.

Notes on the velocity microphone. M. Rettinger. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 6, S. 629—634.

Bewertung der verschiedenen Mikrophonarten. Funkschau 1937, Nr. 30, S. 235.

Scientific research applied to the telephone transmitter and receiver. E. H. Colpitts. Electr. Engng. 56 (1937), Nr. 12, S. 1441—1148. Sonderdruck: Bell Teleph. Lab. Monogr. B- 1000. 24 S.

Low-cost microphone for varied application. R. N. Marshall. Bell Lab. Rec. 16 (1937), Nr. 3, S. 80—84.

Über die spontanen Widerstandsschwankungen an Kohlemikrophonen. E. Waetzmann u. G. Kretschmer. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 2, S. 57—61.

Untersuchung der Schwingungssysteme von Fernsprechmikrophonen durch Messung ihres komplexen Übertragungsmaßes. C. Trage. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 26 (1937), Nr. 5, S. 98—105.

The rejuvenation of granular carbon in microphones. T. Nishina, G. Wachi & T. Ebihara. Nippon electr. Communic. Engng. 1937, Nr. 5, S. 71—72.

Microphones: Pressure and velocity. Main characteristics and applications of two types. F. N. G. Leevers. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 2—5.

Kondensatormikrophon-Sprechkapsel mit luftleichter Zellulose-Goldmembran. E. König. Funk 1937, Nr. 10, S. 293—295.

Über die Verzerrungen des Niederfrequenz-Kondensatormikrophons. W. Ernsthausen. Arch. Elektrotechn. 31 (1937), Nr. 7, S. 487—494.

Wirkungsweise, Eigenschwingung und Dämpfung von offenen zylindrischen Resonanzräumen vor Mikrophonen. G. H. Domsch. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 1, S. 18—21.

Un metodo di taratura dei microfono elettrostatico. O. M. Corbino. Lincei Rend. (6) 24 (1937), Nr. 11, S. 405—410.

Il metodo Corbino per la taratura dei microfoni a condensatori. G. Sacerdote. Ric. Sci. progr. teon. econom. naz. 2 (1937), S. 174—185.

Versuche zur Frage der Rohmannhaut bei Kontaktmikrophonen. D. Brodhun. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 5, S. 254—255.

Microphone mixers. M. Rettinger. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 6, S. 604—613.

Mikrophon-Mixung. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 15, S. 178 bis 179.

Fernsprechen in Lärm und Wind. W. Janovsky. Elektrotechn. Z. 58 (1937), Nr. 48, S. 1289—1294.

Close-mike versus reverberatory monitoring for soundfilm recording. C. Felstead. Commun. & Broadc. Engr. 4 (1937), Nr. 1, S. 12—13.

## 9. Membranen und Platten

Sur la vibration fondamentale d'une membrane. J. Barta. C. R. Acad. Sci., Paris 204 (1937), Nr. 7, S. 472—473.

Elastisch gewölbte Metallmembranen für akustische Zwecke. E. Pallas. Meßtechn. 13 (1937), Nr. 7, S. 131—133.

Die Breitband-Membran. W. Reichard. Funk 1937, Nr. 22, S. 644.

Natural and artificial membranes. E. K. Rideal. Nature, London 139 (1937), Nr. 3528, S. 988—990.

On the motion of an extensible membrane in a given curved surface. C. E. Weatherburn. Philos. Mag. 23 (1937), Nr. 155, S. 573—579.

Saugmembran und geklebte Membranen. K. A. Wiedamann. Funk 1937, Nr. 18, S. 520—521.

The frequencies and nodal lines on circular metallic plates. Colwell, Friend & Hardy. Physik. Rev. (2) 51 (1937), Nr. 1, S. 1025.

The frequencies and nodal systems of circular plates. R. C. Colwell & H. C. Hardy. Philos. Mag. (7) 24 (1937), Nr. 165, S. 1041—1055.

The effect of two isolated forces on the elastic stability of a flat rectangular plate. D. M. A. Legatt. Proc. Cambridge philos. Soc. 73 (1937) Nr. 3, S. 325—339.

Beitrag zur Untersuchung des Zusammenhangs der bei Biegungsschwingungen an rechteckigen und quadratischen Platten beobachteten Staubfiguren. B. Pavlik. Ann. Physik (5) 28 (1937), Nr. 7, S. 632—648.

Untersuchung der Biegungsschwingungen rhombischer Platten mit freien Rändern. B. Pavlik. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 4, S. 161—169.

Ein Beitrag zum Mehrwelligkeitsproblem von piezoelektrischen Quarzscheiben. K. Balzer. Z. techn. Physik 18 (1937), Nr. 6, S. 169—170.

Theoretische und experimentelle Untersuchung der Biegungsschwingungen freischwingender elliptischer Platten. B. Pavlik. Z. Physik 107 (1937), Nr. 7/8, S. 458—462.

An approximate solution of the boundary layer equations for a flat plate. W. G. L. Sutton. Philos. Mag. (7) 23 (1937), S. 1151.

Über ein asymptotisches Verhalten von erzwungenen Plattenschwingungen bei hohen Frequenzen. A. Schoch. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 3, S. 113—128.

Note on the energy method of finding the period of lateral vibration of the thin plate. Tokio Uematu. Trans. Soc. Mech. Engng. Japan 3 (1937), Nr. 10, S. 12—15.

Sur le spectre de l'équation des vibrations d'une plaque encastrée. A. Weinstein. C. R. Acad. Sci., Paris 205 (1937), Nr. 17, S. 707—708.

## 10. Telephone

Acoustical experiments with telephone receivers. E. Tyler. Philos. Mag. (7) 24 (1937), Nr. 162, S. 665 bis 686, Nr. 164, S. 905—939.

The acoustics of the telephone receiver with a new earcap. P. Jarnak. J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), Nr. 1, S. 77.

Improving head-phone with an acoustical labyrinth. N. P. R. Jarnak. Radio News 19 (1937), Nr. 3, S. 149, 185.

Ein neues Sprechstellenprüfgerät. G. H. Domsch u. O. Böhm. Telegr. u. Fernspr.-Techn. 26 (1937), Nr. 3, S. 49—53. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 7 (1937), Nr. 1, S. 109—113.

Ein neues Gerät zum Prüfen von Fernsprechern und Teilnehmerleitungen. Siemens-Z. 17 (1937), Nr. 5, S. 236 bis 238.

A measure and the limit of the quality of telephone receivers. K. Kobayasi. Nippon electr. Communic. Engng. 1937, Nr. 6, S. 114—118.

L'étude du récepteur téléphonique. T. Korn. Wiadom. Inst. Telekom. Warschau 8 (1937), Nr. 3/4, S. III.

A high quality telephone receiver. H. Ikeda. Nippon electr. Communic. Engng. 1937, Nr. 6, S. 119—121.

An extra receiver for the telephone. Nature, London 140 (1937), Nr. 3536, S. 230.

On delay in transmission through telephone apparatus and network. P. B. Ghosh. Indian J. Physics 11, Part 3, S. 193—202.

The audible effect of a sudden change of phase in the current supplied to a telephone receiver. L. Harthorn. Proc. physic Soc. 49 (1937), S. 194—197.

Simultaneous radio range and telephone transmission. W. E. Jackson u. D. M. Stuart. Proc. Instn. Radio Engr. 25 (1937), Nr. 3, S. 314—326.

Headset earcaps for smoothing-out frequency response. Jarnak. QST 21 (1937), Nr. 9, S. 23.

A noise reducer for radio-telephone circuits. N. C. Norman. Bell Lab. Rec. 15 (1937), Nr. 9, S. 281—285.

## 11. Lautsprecher

Rückschau u. Vorschau auf die Lautsprecherentwicklung. Wacker. Funkschau 1937, Nr. 44, S. 346—347, Nr. 45, S. 356.

Ein Jubiläum der Elektroakustik (Lautsprecher-Problem). Sendung 14 (1937), Nr. 6, S. 144.

Zur Entwicklungsgeschichte der amerikanischen Kinolautsprecher. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 7, S. 71—74.

Die Entwicklung der Lautsprecheranlagen. TADOR. Telegr.-Prax. 17 (1937), Nr. 12, S. 181—183.

Die Entwicklungsrichtung moderner dynamischer Lautsprecher. K. TETZNER. Elektrotechn. Anz. 54 (1937), Nr. 18, S. 361—364.

A method for investigating oscillating processes taking place in a loud-speaker. YA. BREYDO & L. L. MYASNIKOV. Izv. Elektroprom. Slab. Toka 1937, Nr. 9, S. 30—33.

Auf dem Wege zu besserer Lautsprechermusik. R. WIGAND. Funk 1937, Nr. 9, S. 260—261.

Bessere Lautsprecher durch neue Magnete. Wissen u. Fortschr. 11 (1937), Nr. 9, S. 772—773.

Les haut-parleurs à aimant permanent. Ind. franç. Radioélectr. 1937, Nr. 130, S. 29—30.

Loud speakers and public adress equipment. Wirel. Wld. 41 (1937), Nr. 938, S. 165.

Lautsprecher und Wiedergabequalität. Funkschau 1937, Nr. 11, S. 84—85.

Altoparlanti. E. PAOLINI. Elettrotecn. 24 (1937), Nr. 11, S. 326—333.

Haut-parleur multicellulaire. P. FOURNIER. Ind. franç. Radioélectr. 1937, Nr. 127, S. 26—28.

Lautsprecher und Wiedergabequalität. L. HEISS. Funkschau 1937, S. 101—102, 121—133.

Les progrès des haut-parleurs à grande puissance. P. HÉMARDINQUER. Nature, Paris 15. 6. 1937, S. 562—564.

Ecrans acoustique de haut-parleur. P. HÉMARDINQUER. Nature, Paris 1. 10. 1937, S. 307—310.

Tonfrequenzgeräte und Schallerzeuger nach dem piezoelektrischen Prinzip. E. J. HEYNEMANN. Rdfk.-Großhändler 6 (1937), Nr. 7, S. 288—290.

Les differents types de haut-parleurs. S. MAXENCE. Haut-Parl. 13 (1937), Nr. 630, S. 501, Nr. 631, S. 513, Nr. 632, S. 522.

Efficiency of horn loud speakers. F. MASSA. Electronics 10 (1937), Nr. 4, S. 30—32.

Diphonic loudspeaker for microphonic sound systems. R. C. MINER. Bell Lab. Rec. 16 (1937), Nr. 2, S. 53 bis 55.

Horn loudspeakers. I. Impedance and directional characteristics. H. F. OLSON. RCA-Rev. 1 (1937), Nr. 4, S. 68—83. II. Efficiency and distortion. RCA-Rev. 2 (1937), Nr. 2, S. 265—277.

Horn-loaded moving-coil loudspeakers. P. G. A. H. VOIGT. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 308—309.

Combination horn and direct radiator loudspeaker. H. F. OLSON & R. A. HACKLEY. J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), Nr. 3, S. 210.

Transient response. Real and fictitious transients in relation to loud speaker design. P. G. A. H. VOIGT. Wirel. Wld. 41 (1937), Nr. 5, S. 90—92.

Eine interessante Lautsprecher Bauart. R. WIGAND. Funktechn. Mh. 1937, Nr. 5, S. 162—163.

More data on the Western Electric mirrophonic speaker system. R. V. MINER. Int. Projectionist 12 (1937), Nr. 10, S. 20.

A talk-back and loudspeaker control system. P. S. GATES. Communic. 17 (1937), Nr. 11, S. 18.

An electro-acoustic tester for loudspeaker. E. P. FAIRBAIRN. General Electric Co. J. 8 (1937), Nr. 4, S. 295 bis 301.

Oszillographische Untersuchungen von Einschwingungsvorgängen bei Lautsprechern. J. G. HELMOLD. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 5, S. 256—261.

Measuring loudspeaker response automatically. H. F. HOPKINS. Bell Lab. Rec. 15 (1937), Nr. 7, S. 234—237.

Equipment and methods used in routine measurements of loudspeaker response. S. V. PERRY. Radio Engng. 17 (1937), Nr. 3, S. 7—9, Nr. 4, S. 16—18, 25, Nr. 5, S. 22—25.

Die Anpassung des Lautsprechers an die Endröhre. H. PITSCH. Funktechn. Mh. 1937, Nr. 1, S. 19—24.

Akustische Anpassung des Lautsprechers an den Empfänger. W. REINHARD. Funk 1937, Nr. 20, S. 569 bis 572.

Stroboscope aids dynamic speaker design. W. O. ROGERS. Electronics 10 (1937), Nr. 8, S. 30.

Volume expansion technique. L. A. DE ROSA. Radio Engng. 17 (1937), Nr. 3, S. 20—22.

Einfache Anordnung zur Messung des Frequenzganges von Lautsprechern. H. STRACK. Funktechn. Mh. 1937, Nr. 4, S. 105—107.

Über die Verwendbarkeit von Lauthöreinrichtungen mit linearen Sprechwegen. C. TRAGE. Europ. Fernsprechdienst 1937, H. 47, S. 253—257.

Das Gesetz der Schallausbreitung und die Schallgroßanlagen. BENECKE. Funktechn. Vorwärts 7 (1937), Nr. 21, S. 611—614, Nr. 22, S. 645—647.

Über das Schallfeld der Kolbenstrahler. L. GUTIN. Techn. Physics USSR 4 (1937), Nr. 5, S. 404—413.

Verzerrungen im Lautsprecher durch den Doppler-Effekt. Funkschau 1937, Nr. 2, S. 13.

Exzentrische Anordnung der Schallöffnung bei Lautsprechern. H. BOUCKE. Funk 1937, Nr. 13, S. 383.

Magnetic materials and their application to loudspeaker design. CONWELL. Proc. Instn. Radio Engr. 25 (1937), Nr. 6, S. 665—666.

Die Lautsprecheranlage im eigenen Heim. F. BERGTOLD. Funkschau 1937, Nr. 50, S. 398.

### 12. Groß-Lautsprecherübertragungsanlagen

Die Lautsprecheranlage für den Königlichen Platz in München. Funk 1937, Nr. 1, S. 3—4.

Lautsprecher-Nester auf der Festspiel-Stätte. Die Übertragungsanlage der niederdeutschen Weihestätte „Stedingsehre". Funk 1937, Nr. 14. S. 396.

Ein Beitrag zum Problem der Großschallübertragungsanlagen. H. EMDE, H. E. HENRICH u. O. VIERLING. Z. techn. Physik 18 (1937), Nr. 9, S. 252—255.

Modern theater loud speakers and their development. C. FLANNAGAN, R. WOLF & W. C. JONES. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 3, S. 246—264.

Lautversorgung großer Versammlungsplätze. GLADENBECK. Arch. Post Telegr. 65 (1937), Nr. 1, S. 17—20.

Ratschläge für den Aufbau von Übertragungsanlagen. E. KLEIN. Dtsch. Elektro-Handw. 15 (1937), Nr. 24, S. 477.

Großlautsprecher-Anlage für die Darbietungen des „Wahren Mysteriums der Passion" auf dem Place du Paris vor der Kathedrale Notre Dame in Paris. G. MEUNIER. Elektr. Nachr.-Wesen 15 (1937), Nr. 3, S. 258—265.

Aufbau und Anwendung von Schallübertragungsanlagen. H. Thienhaus. Z. VDI 81 (1937), Nr. 33, S. 963—966.

Technique et pratique du public address. P. Hémardinquer. TSF pour tous 13 (1937), Nr. 145, S. 32—33, Nr. 146, S. 58—62, Nr. 148, S. 121—123.

Mobile public adress requirements. A. Nadell. Communic 17, Sept. 1937, S. 34, 65, 66, 68.

Amerikanische Großlautsprecher. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 122—123.

### 13. Tonfilmtechnik

Stand der Tonfilmtechnik. H. Warncke. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 15, S. 171—172. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 12, S. 279, 290—293.

On sound mixing equipment for sound films. A. F. Shorin. Izv. Elektroprom. Slab. Toka 1937, Nr. 1, S. 16 bis 22.

Besserer Klang im Tonfilm. E. Schwandt. Funkschau 1937, Nr. 2, S. 9—10.

Improvements in cinema sound reproduction. T. Wadsworth. Brit. Thomson Houston Activities 13 (1937), S. 228—236.

Quality in disc reproduction. C. J. LeBel. Electronics 10 (1937), Nr. 10, S. 25—27, 77.

Tone fidelity switch. A. G. Manke. Electronics 10 (1937), Nr. 5, S. 34—36, 48.

Third dimension sound. Telegr. Age 1937, Nr. 11, S. 263 bis 264.

Einfluß der photographischen Behandlung auf den Donner-Effekt von Tonaufnahmen in Zackenschrift. H. Hörmann & A. Küster. Veröff. Wiss. Zentral-Lab. Photogr. Abt. Agfa 5 (1937), S. 211—218.

Ein Apparat zur Demonstration der physikalischen Grundlagen der Tonfilme. J. Koczkas. Z. Unterr. 50 (1937), Nr. 4, S. 153.

Noise in photophone receivers and the high-frequency method of its suppression. M. Yamada. Electrotechn. J. 1 (1937), Nr. 4, S. 131—133.

A high-quality headset for monitoring. F. S. Wolpert. Bell Lab. Rec. 15 (1937), Nr. 11, S. 353—356.

Practical pointers for servicemen on servicing movie sound. W. W. Waltz. Radio News 19 (1937), Nr. 2, S. 87, 127, Nr. 3, S. 142, 187, Nr. 5, S. 276, 316.

Distortion in the reproduction of hill-and-dale recording. M. J. di Toro. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 493—509, 562—563.

Schallfilm nach dem Lichtton-Verfahren. E. Schwandt. Funkschau 1937, Nr. 17, S. 130.

Present aspect in the development of 16-mm sound-film. A. Shapiro. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 3, S. 303—309.

Sound picture reproducing system for small theatres. G. Puller. Bell Teleph. Syst. Monogr. B-965. 8 S.

The use of existing parts with new sound equipment. A. Nadell. Mot. Pict. Herald 121 (1937), Nr. 8, S. 31.

Ein neues Verfahren der Lichttonwiedergabe. T. Korn. Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937), Nr. 7, S. 248—251.

Prüf- und Meßmethoden in der Tonfilmpraxis. G. Kemna. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 12, S. 279. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 15, S. 132.

Amplifiers in small sound projectors, an improved system for mush suppression. T. F. Lauglands. Brit. J. Photogr. 84 (1937), Nr. 4007, S. 114.

Bedingungen für gute Bild- und Tonwiedergabe. E. Kammerer. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 11, S. 118—120.

The push-pull sound recording and reproducing system. F. T. Jamey. Int. Projectionist 12 (1937), Nr. 4, S. 19.

Zur Theorie des Donnereffektes und seiner Abhängigkeit vom Gammawert. A. Narath. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 13, S. 305—310.

Entstehung und Beseitigung des Donnereffektes bei Zackentonfilmen. A. Narath. Z. techn. Physik 18 (1937), Nr. 5, S. 121—136.

Einfluß der photographischen Behandlung auf den Donner-Effekt von Tonaufnahmen in Zackenschrift. H. Hörnemann u. A. Küster. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 13, S. 311—313.

L'enregistrement et la reproduction électrique des sons. R. Hardy. Rev. gén. Électr. 52 (1937), Nr. 5, S. 141 bis 156.

Verbesserungen an Tonkopiegeräten. H. Freese. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 18, S. 202.

Die Eurocord-Tonkamera. H. Freese. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 7, S. 155—158.

Film perforation and 96-cycle frequency modulation in soundfilm records. J. Crabtree & W. Herriott. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 563.

Typical troubles in modern sound reproducing units. L. Chadbourne. Int. Projectionist 12 (1937), Nr. 6, S. 7, Nr. 7, S. 22, Nr. 8, S. 14, Nr. 9, S. 7, Nr. 10, S. 24, Nr. 11, S. 20.

Lichttongerät Ernophon II mit Schnellanlauf. Braune. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 13, S. 321.

Überspielen und Mischen von Tonaufnahmen. H. Birkhofer. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 12, S. 279.

Tonwiedergabeanlage für Lichtspieltheater. M. C. Batsel, C. N. Reifsteck. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 10, S. 241.

Reproducing equipment for motion picture theatres. M. C. Batsel & C. N. Reifsteck. RCA-Rev. 1 (1937), Nr. 3, S. 65—75.

Modulated high-frequency recording as a means of determining conditions for optimal processing. J. O. Baker & D. H. Robinson. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 561—562.

Mathematical relations between grain, back-ground noise and characteristic curve of sound-film emulsions. W. J. Albersheim. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 4, S. 417—445.

A device for direct reproduction from variable-density sound negatives. W. J. Albersheim. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 3, S. 274—280.

Bell sound recording equipment. Telephony 112 (1937), Nr. 1, S. 28—29.

L'enregistrement photographique des sons par les rayons ultraviolets. Génie civ. 110 (1937), Nr. 12, S. 273—274.

Schallfilmgerät für hohe Wiedergabegüte. Funk 1937, Nr. 8, S. 233—234.

Mirrophonic, ein Tonzusatzgerät. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 7, S. 74—75.

Improved sound film reproduction. The „Mirrophone" system. Electr. Rev., London 120 (1937), Nr. 3097, S. 506.

Un film sonore de 5,8 mm (Société Klangfilm). Ind. franç. Radioélectr. 1937, Nr. 127, S. 29, 31.

Binaural hearing in talking pictures. Telephony 113 (1937), Nr. 18, S. 21.

Zentrale Glättungsanlagen im Tonfilmatelier. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 15, S. 174—175.

Perforations-Modulation. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 13, S. 148—149.

Bedingungen der gleichförmigen Bewegung von Schallträgern. Kinotechn. 13 (1937), Nr. 9/10, S. 96.

Wie steht es um den Schallfilm? Phonogr. Radio- u. Musikinstr.-Z. 38 (1937), Nr. 19, S. 289—292.

A device for cleaning the sound-track of motion picture film during projection. R. J. Fisher. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 570—571.

Tone reproduction and sensation of contrast. F. F. Renwick. Photogr. J. 77 (1937), S. 6—17.

History of sound film. Electrician 119 (1937), Nr. 3097, S. 413—414.

Neue Schallfilmgeräte. Lichtton-Schallfilm für hohe Wiedergabegüte. Funktechn. Mh. 1937, Nr. 4, S. 128 bis 129.

Ein neues Gerät für Sprachaufnahme und -wiedergabe. Z. Organis. 11 (1937), Nr. 4, S. 157.

Ton-Aufnahme- und Wiedergabegerät mit endlosem Filmband. Z. VDI 81 (1937), Nr. 45, S. 1315.

An automatic sound-track editing machine. G. M. Best. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 3, S. 281—285.

The influence of sprocket holes upon the development of adjacent sound-track areas. J. G. Frayne & V. Pagliarulo. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 3, S. 235—245.

Start des Lichtgrammofons. P. Hatschek. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 5/6, S. 56—57.

MGM to make wide use of tone-tint merging. J. M. Nickolaus. Amer. Cinematogr. 18 (1937), Nr. 9, S. 372.

Report of the Sound Committee. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 1, S. 24—25.

Suggested standard nomenclature for release print sound-tracks. J. K. Hilliard. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 563—564.

Elektromechanische Langzeit-Schallaufnahmen. Funk 1937, Nr. 6, S. 173—174.

Recording on paper tape. Wirel. Wld. 40 (1937), Nr. 21, S. 488.

Naturgetreue Tonaufzeichnung. Die neue „Eurocord"-Anlage der Klangfilm-Gesellschaft. Telegr.-Prax. 17 (1937), Nr. 5, S. 78.

Verbesserungen durch „Eurocord". Filmtechn. 13 (1937), Nr. 12, S. 136—138.

Planmäßige Lautstärkereglung bei der Tonaufnahme. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 16/17. S. 191—192.

Neue Tonaufnahmeapparaturen. W. W. Diefenbach. Telegr.-Prax. 17 (1937), Nr. 14, S. 220—221.

Direct recording and reproducing materials for disk recording. A. C. Keller. J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), Nr. 3, S. 206, Nr. 4, S. 234—242. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 4, S. 411—426. Bell Teleph. Syst. techn. Publ. B-998. 16 S.

Fidelity of disc recording. F. N. G. Leevers. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 272—273.

Neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Tonaufnahme. H. Warncke. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 3, S. 39—45.

An instantaneous recording head. G. J. Saliba. Commun. & Broadc. Engr. 4 (1937), Nr. 3, S. 8—9, 16, 25.

The Visatone system of sound recording. H. J. Ro[illegible]nd. J. Ass. Cine techn. 3 (1937), S. 47.

A single-channel recording and re-recording sy[illegible]em. H. J. Reiskind. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1[illegible]37), Nr. 5, S. 498—506.

A high-precision sound-film recording machine. H. F[illegible]an-nenstiehl. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), N[illegible]r. 2, S. 202—208.

New ideas in mobile sound-recording equipment. J. G. Matthews & C. M. Ralph. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 569—570.

An automatic audio-frequency graphic recorder. A. D. Macleod. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 6, S. 663—666.

A ne whigh-quality portable film-recording system. F. L. Hopper, E. C. Manderfeld & R. R. Scoville. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 2, S. 191—202.

Power-level indicators for sound recording. F. L. Hopper. J. Soc. Mot. Pict. 29 (1937), Nr. 2, S. 184—190.

Das RCA-Aufnahmesystem und die verschiedenen Typen der Tonaufzeichnung. P. Hatschek. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 16/17, S. 188—190.

Improved noise-reduction system for high-fidelity recording. H. J. Hasbrouck, J. O. Baker & C. N. Batsel. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 3, S. 310 bis 316.

A mobile sound-recording channel. L. T. Goldsmith & B. F. Ryan. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 5, S. 570.

The RCA recording system and its adaptation to verious types to sound-track. G. L. Dimmick. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 3, S. 258—273.

Ein neuartiges Schallaufzeichnungsgerät. W. W. Diefenbach. Rdsch. techn. Arbeit 1937, Nr. 35, S. 4. Tefiphon.

Some recent developments in sound recording equipment. W. H. Clarke. J. Ass. Cine techn. 2 (1937), Nr. 7, S. 86.

The RCA sound recording system. M. C. Batsel & E. W. Kellogg. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), S. 507 bis 533.

Recording on film. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 277.

The Philips-Miller recording system. Commun. u. Broadc. Engr. 4 (1937), Nr. 5, S. 11—12, 27.

New recording equipment. D. Canady. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 3, S. 309—314.

Setting music to pictures. Ch. Previn. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), Nr. 4, S. 372—373.

Ready playback recordings. J. N. A. Hawkins. Int. Photogr. 9 (1937), Nr. 9, S. 36.

Mitchell announces new sound recorder. Amer. Cinematogr. 18 (1937), Nr. 4, S. 138.

Recording equipment. A review of units and accessories. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 278—281.

Tonaufnahmetechnik. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 2/3, S. 13—15.

Recording technique. Wirel. Wld. 40 (1937), S. 274—275.

Der Lautstärkenumfang der Eurocord-Schrift. H. Chr. Wohlrab. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 10, S. 232—234.

Tonschriften und deren Bedeutung für den Tonfilm. G. Schubert. Funktechn. Vorwärts 7 (1937), S. 29 bis 32, 53—55.

Zum Qualitätsvergleich von Tonschriften. A. Schilling. Photogr. Ind. 35 (1937), Nr. 9, S. 298.

L'enseignement du son sur film. W. REGELIEN. Ind. franç. Radioélectr. 1937, Nr. 125, S. 27—37, 55.

Verbesserungen der Film-Tonschrift. E. NESPER. Radiohändler 14 (1937), Nr. 3, S. 85—86, Nr. 4, S. 109—121.

Dynamik und Reintonwirkung der verschiedenen Schriftsysteme im Tonfilm. A. NARATH. Telefunkenztg. 18 (1937), Nr. 75 S. 59—71. Kinotechn. 19 (1937), Nr. 11, S. 255—259.

Die Ton- und Schallfilmschriften. HERRNKIND. Funkschau 1937, Nr. 22, S. 172—173.

50 Jahre „Berliner Schrift". Phonogr. Radio- u. Musikinstr. Z. 38 (1937), Nr. 22, S. 341.

### 14. Magnettontechnik

Studies on noise and recording materials for the magnetic recording. K. NAGAI, T. NISHINA, S. SASAKI & I. ENDO. Nippon electr. Communic. Engng. 1937, Nr. 7, S. 218 bis 224.

Magnetische Schallaufzeichnung mit Filmen und Ringköpfen. H. LÜBECK. Akust. Z. 2 (1937), Nr. 6, S. 273 295.

Sound recording on magnetic tape. C. H. HICKMAN. Bell Syst. techn. J. 16 (1937), Nr. 2, S. 165—177. Sonderdruck: Bell Teleph. Lab. Monogr. B-990, 13 S.

Magnetic recording and reproducing. C. N. HICKMAN. J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), Nr. 1, S. 77—78. Bell Lab. Rec. 16 (1937), Nr. 1, S. 2—6.

Recent developments in magnetic sound recording. S. J. BEGUN. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 5, S. 464—472.

Magnetic recording-reproducing machine for objective speech study. S. J. BEGUN. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 29 (1937), S. 216—218.

Magnetic recording. Electrician 119 (1937), Nr. 3105, S. 674. Electr. Rev., London 121 (1937), Nr. 3132, S. 784—785.

### 15. Schallplattentechnik

Ein modernes Musikgerät. H. HERTEL. Funk 1937, Nr. 15, S. 427—430, Nr. 18, S. 513—520, Nr. 20, S. 589—590, Nr. 22, S. 637—643.

Neue Wege der Schallplattentechnik. P. HATSCHEK. Radiohändler 14 (1937), Nr. 5, S. 177—178.

Disc recording. T. L. DOWEY. Commun. 17 (1937), Nr. 9, S. 11—12, 68, Nr. 10, S. 17—19, 58, Nr. 11, S. 24—32.

Das Vorecho bei der Selbstaufnahme von Schallplatten. E. KÖNIG. Radiohändler 14 (1937), Nr. 5, S. 178.

Neue Teile für die Schallplatten-Selbstaufnahme. H. SUTANER. Funkschau 1937, Nr. 51, S. 401—402.

Instantaneous recording needles. R. H. RANGER. Commun. 17 (1937), Nr. 12, S. 16—17.

High-quality home recording. J. H. R. ORD-JOLLY. Wirel. Wld. 41 (1937), Nr. 18, S. 428.

A record word-spotting mechanism. R. H. HEACOCH. J. Soc. Mot. Pict. Engr. 28 (1937), Nr. 1, S. 63—72.

Materialien von Unikat-Schallplatten. P. HATSCHEK. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 14, S. 157—159.

Nadelton auf neuen Wegen. P. HATSCHEK. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 4, S. 34—36.

Bedingungen der gleichförmigen Bewegung von Schallträgern. P. HATSCHEK. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 8, S. 77—81.

Neue Erfahrungen bei der Selbstaufnahme von Schallplatten. P. HATSCHEK. Radiohändler 14 (1937), Nr. 2, S. 53—54.

Gleichmäßiger Lauf von Schallplatten-Synchron-Motoren. H. BOUCKE. Funk 1937, Nr. 22, S. 647—648.

Abspielgeschwindigkeit von Schallplatten. J. DE BOER. Philips techn. Rdsch. 2 (1937), Nr. 2, S. 64.

Über die Entwicklung neuer Schallplattenschreiber und Tonabnehmer. H. BARTELS u. E. SEVERIN. Telefunkenztg. 18 (1937), Nr. 75, S. 27—37.

The radio-phonograph — a neglected field. Radio Engng. 17 (1937), Nr. 2, S. 6—8.

Ein Rillenwähler. Filmtechn. 13 (1937), Nr. 2/3, S. 15 bis 17.

Schallplattenarten für die Selbstaufnahme. W. DAUDT. Funk 1937, Nr. 1, S. 5—6.

Visual tuning and speed control of a phonograph turntable. V. KARAPETOFF. Rev. sci. Instruments 8 (1937), Nr. 6, S. 213—214.

Die Ursachen der Tonhöhenschwankungen bei der Wiedergabe von Schallplatten im Rundfunk. K. A. WIEDAMANN. Funk 1937, Nr. 1 S. 17—18.

Recent developments in hill-and-dale recorders. L. VIETH and C. F. WIEBUSCH. J. Soc. Mot. Pict. Engr 29 (1937), Nr. 5, S. 563.

Phonograph pickup tracking error versus distortion and record wear. B. OLNEY. Electronics 10 (1937), Nr. 11, S. 19—23, 81.

Das verbesserte Tefiphon. HERRNKIND. Funkschau 1937, Nr. 23, S. 177—178.

Une machine parlante originale. P. HÉMARDINQUER. Nature, Paris 1937, Nr. 2994, S. 142—143.

Neue Tonabnehmer. H. J. WILHELMY. Funkschau 1937, Nr. 44, S. 349.

Fehlersuche mit dem Tonabnehmer. W. MÜLLER. Funk 1937, Nr. 14, S. 417.

Ein Nadelgeräuschfilter für den „TO 1000". HERRNKIND. Funkschau 1937, Nr. 26, S. 206—207.

Fehler an Tonabnehmern und ihre Behebung. Elektrotechn. Anz. 54 (1937), S. 877—878.

A record-saving pickup. R. P. GLOVER. Electronics 10 (1937), Nr. 2, S. 31—32.

Über die Tiefenentzerrung von Tonabnehmern. WOELKE. Funk 1937, Nr. 24, S. 710—711.

The offset-head crystal pickup. J. R. BIRD & C. M. CHORPENING. Radio Engng. 17 (1937), Nr. 3, S. 16 bis 18.

### 16. Akustik in der Wehrtechnik

Der Richtempfang von Geräuschen. E. PAOLINI. Alta Frequenza 6 (1937), Nr. 3/4, S. 165—208.

Eigentümliche Erscheinungen über akustische Vorgänge in verschiedenen Zonen. Wehrmacht Sept. 1937, Nr. 22, S. 35.

Loudness factors of sound in-air fog signal units. J. L. GILL. J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), Nr. 1, S. 74.

Singing propellers. H. HUNTER. Schiffbau 38 (1937), Nr. 7, S. 110—113. Shipbuild Shipp. Rec. 49 (1937), Nr. 7, S. 202—208. Trans. N-E Coast Instn. Engr. Shipb. 53 (1937), Nr. 5, S. 189—222.

Developments in aircraft sound control. H. H. BRUDERLIN. J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), Nr. 3, S. 181 bis 184